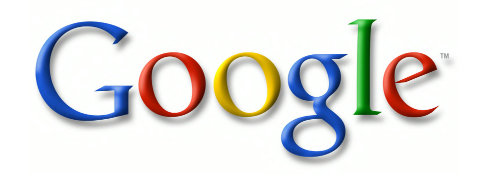


JOURNAL
DE PHYSIQUE
THÉORIQUE ET APPLIQUÉE.

TOURS. — IMPRIMERIE DESLIS FRÈRES.

JOURNAL
DE PHYSIQUE
THÉORIQUE ET APPLIQUÉE,

FONDÉ

PAR J.-CH. D'ALMEIDA

ET PUBLIÉ PAR

MM. E. BOUTY, A. CORNU, G. LIPPMANN,
E. MASCART, A. POTIER,

ET

M. B. BRUNHES, adjoint à la rédaction,

AVEC LA COLLABORATION

D'UN GRAND NOMBRE DE PROFESSEURS ET DE PHYSICIENS.

QUATRIÈME SÉRIE.

TOME I. — ANNÉE 1902.

PARIS,
AU BUREAU DU JOURNAL DE PHYSIQUE,
11, RUE RATAUD, (5e).

1902

JOURNAL
DE PHYSIQUE
THÉORIQUE ET APPLIQUÉE,

FONDÉ

PAR J.-CH. D'ALMEIDA

ET PUBLIÉ PAR

MM. E. BOUTY, A. CORNU, G. LIPPMANN,
E. MASCART, A. POTIER,

ET

M. B. BRUNHES, adjoint à la rédaction,

AVEC LA COLLABORATION

D'UN GRAND NOMBRE DE PROFESSEURS ET DE PHYSICIENS.

QUATRIÈME SÉRIE.

TOME I. — JANVIER 1902.

PARIS,
AU BUREAU DU JOURNAL DE PHYSIQUE,
11, RUE RATAUD (5e).

JOURNAL
DE PHYSIQUE
THÉORIQUE ET APPLIQUÉE,

FONDÉ

PAR J.-CH. D'ALMEIDA

ET PUBLIÉ PAR

MM. E. BOUTY, A. CORNU, G. LIPPMANN,
E. MASCART, A. POTIER,

ET

M. B. BRUNHES, adjoint à la rédaction,

AVEC LA COLLABORATION

D'UN GRAND NOMBRE DE PROFESSEURS ET DE PHYSICIENS.

QUATRIÈME SÉRIE.

TOME I. — JANVIER 1902.

PARIS,

AU BUREAU DU JOURNAL DE PHYSIQUE,

11, RUE RATAUD (5e).

Toutes les réclamations doivent être adressées à M. Sandoz, rue Rataud, 11, à Paris, 5e

Par application de la loi du 7 avril 1879, tous les bureaux de poste de France, d'Algérie, de Belgique, de Danemarck, de Hollande, d'Italie, de Norvège, de Portugal, de Suède et de Suisse sont autorisés à recevoir les abonnements. Nos lecteurs n'ont qu'à verser la somme de 17 francs pour la France ou 18 francs pour les pays ci-dessus désignés, **au nom de M. Sandoz, *Secrétaire du Journal*, rue Rataud, n° 11, à Paris, 5e. Ils n'ont ni lettre ni mandat à envoyer, ni aucuns frais supplémentaires.**

Le *Journal de Physique théorique et appliquée* paraît chaque mois et forme par an un volume grand in-8° de 40 à 50 feuilles, avec figures dans le texte. La première série 1872-1881 se vend 200 francs (rare). Les vingt derniers volumes, 1882-1901, se vendent séparément.... 15 fr.

Les abonnements sont annuels et partent de janvier.

Prix pour un an (12 numéros):

France.. 17 fr.
Etranger.. 18 fr.

On s'abonne dans tous les bureaux de poste, au nom de M. Sandoz, rue Rataud, 11. Paris, 5e.

Tout ce qui concerne la rédaction doit être adressé à M. Bouty, rue du Val-de-Grâce, 9. Paris, 5e.

Tout ce qui concerne l'administration doit être adressé à M. Sandoz, rue Rataud, 11. Paris, 5e.

La table générale des trois séries (1872-1901) est en préparation et formera un volume d'environ 450 pages dont le prix est fixé à 10 francs.

AVIS

Désireuse de publier le plus promptement possible des Analyses des Travaux étrangers, la Rédaction prie MM. les Auteurs de vouloir bien lui envoyer désormais deux exemplaires de leurs nouveaux Mémoires.

JOURNAL

DE PHYSIQUE

THÉORIQUE ET APPLIQUÉE.

SUR UNE MÉTHODE PROPRE A DÉCELER DE TRÈS PETITES CHARGES ÉLECTRIQUES;

Par M. R. BLONDLOT.

Lorsque l'on a perfectionné les électromètres et les méthodes électrométriques, on a en vue presque exclusivement l'étude des différences de potentiel très faibles existant entre deux sources. Or il arrive parfois que l'on n'a pas affaire à des sources, mais à des corps possédant des charges déterminées très faibles, qu'il s'agit d'évaluer, ou tout au moins de déceler. Je me propose de décrire ici la méthode dont je me suis servi dans un cas de ce genre.

Il s'agissait d'étudier la charge, extrêmement faible, d'une plaque P en laiton, ayant la forme d'un rectangle de $1^{cm},3$ et $2^{cm},8$ de côté, supportée par un manche en paraffine collé au milieu de l'une de ses faces. Après avoir essayé sans succès de me servir des électromètres et électroscopes usuels, tant hétérostatiques qu'idiostatiques, je fus conduit à procéder tout autrement.

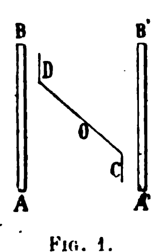


Fig. 1.

Je construisis d'abord un électroscope ou électromètre idiostatique extrêmement sensible. Les parties essentielles de cet instrument sont figurées ci-contre en projection horizontale. Deux plaques rectan-

gulaires en laiton, AB et A'B' (*fig.* 1), hautes de $2^{cm},4$ et larges de 2 centimètres, sont assujetties verticalement en regard l'une de l'autre à une distance de $1^{cm},5$; la plaque AB est isolée, la plaque A'B' est reliée au sol. La pièce *mobile*, que j'appellerai l'*aiguille*, est formée d'une lame d'aluminium rectangulaire que l'on a pliée deux fois, comme l'indique la figure. Elle est suspendue à un fil de torsion en quartz, par l'intermédiaire d'un fil de verre rigide projeté en O et long de 4 centimètres, dans une position symétrique par rapport à AB et A'B'; son orientation est telle que, en l'absence de toute charge, les portions planes C et D sont parallèles à AB et A'B'. La portion médiane CD de l'aiguille a été évidée, afin de diminuer à la fois son inertie et la résistance de l'air; l'aiguille est un peu moins haute que AB et A'B', et les distances de C et D aux armatures en regard sont d'environ $0^{cm},2$. Lorsque AB a reçu une charge, positive par exemple, cette charge attire en C de l'électricité négative, et, comme l'aiguille est isolée, il se produit en D une charge positive qui, à son tour, attire sur A' B' de l'électricité négative. Les attractions de AB sur C, et de A'B' sur D concourent pour faire tourner l'aiguille, et l'équilibre s'établit après une certaine déviation, grâce à la torsion du fil de quartz. Cette déviation est sensiblement proportionnelle au carré de la charge donnée à AB ; un miroir collé au fil de verre permet de la mesurer par la méthode de la réflexion.

Afin de pouvoir communiquer à AB une quantité donnée d'électricité, par exemple la charge d'un conducteur isolé, AB est relié par un fil métallique à un conducteur creux; le conducteur chargé étant introduit dans la cavité de façon à en toucher le fond, puis retiré, sa charge a passé presque en totalité sur AB, à cause de la capacité relativement grande du condensateur formé par AB et par C.

Pour accroître la sensibilité, j'emploie une méthode de répétition : on a un plan d'épreuve de mêmes dimensions que la plaque P, et monté sur un manche en paraffine. Ce plan d'épreuve est approché de la plaque jusqu'à une distance de $0^{cm},2$, mis en communication avec le sol, puis isolé; il a ainsi acquis une charge x ayant sensiblement la même valeur numérique que la charge de P, et de signe contraire. La charge x est ensuite communiquée à AB, à l'aide du conducteur creux. En répétant n fois cette opération, on accumule sur AB une charge égale à nx.

L'artifice suivant m'a permis d'augmenter beaucoup plus encore la sensibilité. Au lieu de charger le plan d'épreuve par l'influence de la

seule charge de la plaque à étudier, je dispose en regard de celle-ci, à la distance de 10 centimètres environ, un plateau métallique d'environ 2^{dmq} de surface, dont le potentiel est maintenu, à l'aide d'une pile, à une valeur choisie d'avance. Lors donc que l'on fait avec le plan d'épreuve la manœuvre décrite plus haut, ce plan emporte à chaque fois non seulement la charge x, mais encore une charge Q, due à l'influence du plateau auxiliaire. Au bout de n opérations, l'électromètre a ainsi reçu une charge égale à $n\,(Q+x)$ et prend une déviation correspondant à $n^2\,(Q+x)^2$. Si maintenant, après avoir déchargé l'électromètre et la plaque P que l'on étudie, on recommence les n opérations, on obtient une déviation correspondant à n^2Q^2. L'excès de la première déviation sur la seconde correspond donc à $2n^2\,Qx+n^2x^2$. Cette quantité, qui s'annule en même temps que x, peut être rendue beaucoup plus grande que x^2, en donnant à n et à Q des valeurs suffisamment grandes; Q étant ainsi toujours très grand par rapport aux valeurs que x prend dans les expériences, la quantité $2n^2\,Qx+n^2x^2$ a toujours le même signe que Qx, et, comme le signe de Q est connu d'avance, on en déduit celui de x et, par conséquent, celui de la charge de P. C'est, comme on le voit, une application du principe hétérostatique.

Des précautions minutieuses sont nécessaires pour que des inégalités de température ne viennent pas produire dans la cage de l'électromètre de faibles courants d'air capables de troubler l'équilibre de l'aiguille. Il faut aussi se garer des électrisations que des frottements fortuits pourraient produire sur les supports isolants : à cet effet, tous ces supports, formés de paraffine, sont eux-mêmes fixés dans des tubes de laiton que l'on tient à la main, sans jamais toucher la paraffine. Il convient aussi d'avoir des plans d'épreuve de rechange, afin d'en changer dès que des traces d'électrisation, dues à des causes accidentelles presque impossibles à éviter, commencent à apparaître sur le manche isolant de celui dont on se sert, ce qu'il est aisé de reconnaître à l'aide de l'appareil lui-même.

Afin d'étudier la sensibilité de la méthode, j'ai donné à la plaque P des charges connues d'avance. Pour cela, on entourait cette plaque d'un anneau de garde, puis on disposait en regard un plateau indéfini, relié à la terre; en chargeant ce condensateur à l'aide d'une pile, on obtenait sur P une charge facile à calculer, connaissant sa surface, sa distance du plateau indéfini et la force électromotrice de la pile. En employant un leclanché, et la distance étant 2^{cm}, la charge

de P fut trouvée correspondre, toutes opérations et réductions faites, à 23^{mm} en moyenne de la règle servant à mesurer les déviations par la méthode de réflexion, avec des écarts de $\pm$ 3^{mm} ou 4^{mm} dus à des perturbations d'origine inconnue. J'ai pu aisément déceler des charges notablement inférieures aux précédentes, et en déterminer les signes.

SUR L'ABSENCE DE DÉPLACEMENT ÉLECTRIQUE, LORS DU MOUVEMENT D'UNE MASSE D'AIR DANS UN CHAMP MAGNÉTIQUE ; ET SUR LA NON-EXISTENCE D'UNE ACTION D'UN TEL CHAMP SUR UNE MASSE D'AIR QUI EST LE SIÈGE D'UN COURANT DE DÉPLACEMENT ;

Par M. R. BLONDLOT.

Les théories que Hertz, d'une part, et H.-A. Lorentz, d'autre part, ont données de l'Électrodynamique pour les corps en mouvement, affirment l'une et l'autre que, lorsque dans un champ magnétique, on fait mouvoir une masse isolante normalement aux lignes de force du champ, il se produit dans cette masse un déplacement analogue à celui dont Faraday et Maxwell admettent l'existence dans le diélectrique d'un condensateur. Toutefois ces deux théories ne lui assignent pas la même valeur : le déplacement d'après Lorentz est égal au déplacement d'après Hertz multiplié par le facteur $\frac{K - K_0}{K}$, où K représente le pouvoir inducteur spécifique du diélectrique en mouvement, et K_0 celui du vide (1). Il résulte de là que, d'après Lorentz, lorsque le diélectrique en mouvement est de l'air, le déplacement doit être nul, au lieu d'avoir une valeur finie, comme l'indique la théorie de Hertz. On voit donc que l'étude expérimentale du déplacement dans le cas de l'air donne le moyen de décider entre les deux théories : c'est ce qui m'a engagé à l'entreprendre.

Afin de décrire plus aisément la méthode que j'ai employée, je me servirai d'un système de coordonnées rectangulaires dont l'axe QZ sera supposé vertical. Un champ magnétique uniforme a ses lignes de force dirigées parallèlement à OX et dans le même sens ; d'autre part, un courant d'air est lancé dans ce champ dans la direction et le sens de OZ.

---

(1) H. Poincaré, *Électricité et Optique*, 2e édition, p. 499.

D'après la règle de Fleming, il résulte de ce mouvement une force électromotrice dirigée dans la direction et le sens des y négatifs. Imaginons maintenant que l'on ait disposé dans le champ un condensateur formé de deux plaques métalliques parallèles à XOZ, et reliées entre elles par un fil de métal. Si l'air en mouvement qui constitue le diélectrique de ce condensateur est le siège d'un déplacement électrique, chaque section du fil de jonction aura été traversée par une quantité d'électricité égale au déplacement, et les armatures seront chargées, l'une positivement, l'autre négativement, bien qu'elles soient au même potentiel. Si l'on vient alors à rompre la communication entre ces armatures, elles resteront chargées l'une et l'autre ; ce sont ces charges dont je me suis proposé de contrôler l'existence.

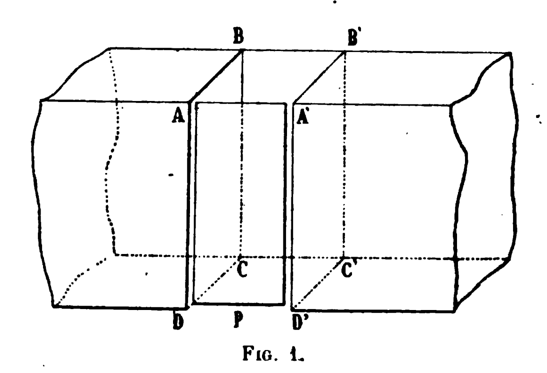


Fig. 1.

Voici comment j'ai disposé l'expérience : Le champ est produit par un électro-aimant du modèle P. Weiss, dont les surfaces polaires en regard (*fig.* 1) sont des rectangles ABCD et A'B'C'D', ayant $2^{cm},8$ de hauteur et 1 centimètre de largeur ; la distance de ces surfaces polaires est $1^{cm},4$. L'une des armatures du condensateur est formée d'une plaque rectangulaire en laiton CBB'C', soudée aux pièces polaires et communiquant avec le sol ; l'autre armature est une plaque rectangulaire P en laiton, plus étroite de $0^{cm},1$ que la première, et disposée de manière à remplir le rectangle ADD'A', sans toutefois toucher les pièces polaires ; cette armature est isolée et maintenue en place à l'aide d'un manche en paraffine, non représenté sur la figure. Les faces polaires de l'électro-aimant et les armatures du condensateur laissent ainsi entre elles un espace vide en forme de parallélipipède

rectangle : c'est dans cette sorte de tube vertical que le courant d'air est lancé de bas en haut. Ce courant d'air est produit par la détente d'une masse d'air comprimé à $2^{atm},2$ dans un réservoir de 12 litres ; l'air était préalablement parfaitement desséché, puis filtré à travers une colonne de ouate. Un tube gros et court, muni d'un robinet à large ouverture, sert à amener au-dessous de l'ouverture DCC'D', le courant d'air produit par la détente. Celle-ci s'obtient en ouvrant subitement le robinet, puis le refermant aussitôt ; au moment de l'ouverture maxima du robinet, un ressort métallique, qui jusque-là faisait communiquer l'armature P avec l'autre, est écarté par la clef du robinet et reste écarté.

Connaissant l'aire de l'orifice, qui est $1^{cmq},5$, la chute de pression, qui était d'environ 0,3 atmosphère, et la durée de l'ouverture du robinet, qui était d'environ $0^{s},11$, on peut calculer approximativement la vitesse du courant d'air au moment où se produit l'isolement de l'armature P ; cette vitesse fut trouvée comprise entre 14 000 et 15 000 cent. sec^{-1}. L'intensité du champ magnétique était un peu supérieure à 10 000 unités C. G. S. Si l'on prend pour ce champ la valeur 10 000, et pour la vitesse la valeur 14 000, la force électromotrice induite entre les armatures est :

$$1,4 \times 10^{8} \text{ unités C.G.S.},$$

c'est-à-dire sensiblement la force électromotrice d'un élément Leclanché. La charge acquise par l'armature P doit donc, d'après Hertz, être la même, au moins, que si l'on chargeait le condensateur à l'aide d'un Leclanché. Pour déceler cette charge, j'ai employé la méthode décrite par moi dans une note récente (1) ; dans cette note, j'ai rapporté que la charge de la plaque P, obtenue, à l'aide d'un Leclanché, dans les conditions ci-dessus, correspond en moyenne à 23 millimètres de la règle. Or, ayant répété l'expérience d'insufflation plusieurs centaines de fois, je n'ai jamais obtenu que des déviations de ± 3 millimètres ou ± 4 millimètres au plus, c'est-à-dire de l'ordre de ce que peuvent produire des causes accidentelles. Voici en particulier les résultats d'une série de quarante expériences que j'ai exécutées, en dernier lieu, avec toutes les précautions que m'avaient suggérées cinq mois de travaux sur ce sujet ; *n* était pris égal à 15,

(1) BLONDLOT, *Comptes Rendus*, t. CXXXIII, p. 717 ; 1901 ; et *J. de Phys*, ce vol., p. 5.

et le potentiel du plateau auxiliaire était maintenu par une pile de quatre éléments Leclanché :

1° Dans vingt de ces expériences, le sens de l'aimantation étant tel que P devait, selon Hertz, se charger négativement, j'ai obtenu comme moyenne + 2mm,90, tandis que la plaque P, chargée par le Leclanché, donnait en moyenne — 19mm,8 ;

2° Le sens de l'aimantation ayant été renversé, j'ai obtenu, pour vingt expériences d'insufflation, une déviation moyenne de — 3mm,7, tandis que la charge par le Leclanché donnait + 27mm,5 (1).

En résumé, la conclusion invariable de toutes mes expériences est que, dans l'air, le déplacement n'existe pas, ce qui est contraire à la théorie de Hertz sur l'électrodynamique des corps en mouvement, mais conforme à celle de H.-A. Lorentz.

Si j'ai pu mener à bonne fin ces longues et délicates expériences, c'est grâce à l'aide de l'habile et dévoué mécanicien attaché à la Faculté des Sciences de Nancy, M. L. Virtz ; je lui adresse ici mes sincères remerciements.

Le fait que je viens d'établir en entraîne un autre, à savoir qu'une masse d'air qui est le siège d'un déplacement électrique, ne subit aucune action de la part d'un champ magnétique.

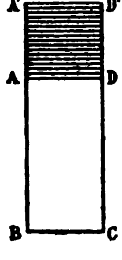


Fig. 2.

Considérons, en effet, l'expérience suivante : Un circuit rectangulaire ouvert ABCD (*fig.* 2) est relié en A et D aux deux armatures AA′ et DD′ d'un condensateur à air, qui sont toutes deux normales au plan ABCD. Une boîte isolante très mince sert à rendre l'air du condensateur mécaniquement solidaire des armatures. Cet appareil

(1) Le fonctionnement de l'électromètre présentait une certaine dissymétrie relativement aux signes des charges, ce qui tient à ce que l'aiguille est en aluminium, tandis que les plateaux fixes sont en cuivre. Cette dissymétrie n'est, du reste, aucunement gênante.

étant placé dans un champ magnétique uniforme, dont les lignes de force sont normales au plan ABCD, donnons à l'ensemble une translation parallèle à AB. Il y aura courant induit, car il naîtra une force électromotrice d'induction le long de BC, qui coupe normalement les lignes de force tandis qu'il n'y en aura ni le long de AB ni le long de CD, qui ne les coupent pas, ni non plus dans l'air du condensateur, d'après les expériences décrites plus haut. Maintenant il est clair que, en accélérant convenablement le mouvement de translation, on pourra obtenir un courant constant ; on aura alors simplement, pour son intensité :

$$i = \frac{-\frac{dN}{dt} - V}{R},$$

N désignant le nombre de lignes de force coupées par BC à partir d'un instant quelconque, R la résistance du fil, et V la différence de potentiel des armatures du condensateur. On tire de là, en multipliant par idt,

$$- idN = i^2Rdt + Vidt.$$

D'ailleurs, $Vidt$ est le gain d'énergie du condensateur [1], et l'égalité précédente signifie que l'effet Joule, augmenté de l'accroissement de l'énergie du condensateur, forme l'équivalent du travail accompli par l'agent qui, lors de la translation, a surmonté les forces électromagnétiques agissant sur BC ; d'après le principe de la conservation de l'énergie, il ne peut exister d'autre travail extérieur et, par conséquent, il n'y a aucune action électromagnétique du champ sur le courant de déplacement, qui a pour siège l'air du condensateur.

Si l'on applique à cette proposition le principe de l'égalité de l'action et de la réaction, on en conclut qu'un courant de déplacement dans l'air n'exerce aucune action magnétique et que, par conséquent, le courant de charge d'un condensateur est un courant ouvert au point de vue magnétique. C'est la négation même de l'un des principes sur lesquels repose la théorie de Maxwell : si donc on

---

(1) En effet, idt est l'accroissement de la charge du condensateur ; si l'on appelle C sa capacité, on a :

$$idt = CdV ; \quad \text{d'où} \quad Vidt = CVdV = d\left(\frac{CV^2}{2}\right).$$

veut maintenir cette théorie, il faut renoncer au principe de la réaction.

M. H. Poincaré a déjà signalé cette incompatibilité entre le principe de la réaction et plusieurs des théories de l'Électrodynamique. Pas plus que lui, je ne vois dans ce fait une raison de renoncer d'avance à ces théories dont la fécondité est attestée par les découvertes capitales auxquelles elles ont donné naissance.

ÉLECTRISATION NÉGATIVE DES RAYONS SECONDAIRES ISSUS DE LA TRANSFORMATION DES RAYONS X;

Par MM. P. CURIE et G. SAGNAC.

Le faible pouvoir de pénétration des rayons secondaires des métaux lourds fait penser aux rayons cathodiques de Lenard, lesquels peuvent seulement parcourir quelques centimètres à peine dans l'air atmosphérique, où ils sont énergiquement diffusés. Cette analogie conduit à rechercher si les rayons secondaires, très absorbables par l'air, transportent avec eux des charges électriques négatives, puisque tel est le caractère fondamental des rayons cathodiques ; la déviation des rayons par le champ magnétique (1) ou par le champ électrique sera une conséquence probable de leur électrisation. Il n'y a pas de contradiction entre cette hypothèse et celles qui ont été développées par l'un de nous, puisque le faisceau émis spontanément par le *radium* de M. et de Mme Curie est un mélange de rayons électrisés négativement analogues aux rayons cathodiques, déviables par le champ magnétique et par le champ électrique, et de rayons non déviables analogues aux rayons X, sensiblement dépourvus de charges électriques.

Pour préciser d'abord jusqu'à quel point les rayons X se montrent dépourvus d'électrisation (2), nous employions une enceinte de

(1) P. Curie et G. Sagnac, *C. R.*, t. CXXX, p. 1013 ; 9 avril 1900.

(2) Le professeur E. Dorn a annoncé que les rayons secondaires des métaux lourds sont déviés par le champ magnétique, et dans le même sens que les rayons cathodiques (*Abhand. d. Naturf. Gesell. zu Halle*, Bd. XXII, p. 40-42 ; 1900).

L'un de nous avait antérieurement émis l'opinion que *les rayons secondaires très absorbables des métaux lourds peuvent renfermer des rayons analogues à ceux de Lenard et déviables comme eux par l'aimant* [G. Sagnac, *Recherches sur les transformations des rayons de Röntgen*, ch. I, 3e paragraphe : *Rayons secondaires, rayons X et rayons de Lenard* (*l'Eclairage électrique* du 12 mars 1898)].

Faraday en plomb épais de forme cubique, ayant 23 centimètres de côté, reliée à un électromètre à quadrants de Curie. Un large faisceau de rayons X y pénétrait par une ouverture circulaire de 10 centimètres de diamètre, placée à 7 centimètres seulement de la lame focus du tube producteur de rayons X.

L'enceinte de plomb, y compris son ouverture, était complètement enveloppée par une couche continue d'un *diélectrique solide* (paraffine ou ébonite), recouverte elle-même d'une enveloppe d'aluminium mince en communication avec la terre. *L'enveloppe continue de diélectrique solide est nécessaire pour maintenir l'isolement parfait* du cylindre qui, sans cette précaution, ne demeurerait pas isolé dans l'air ambiant rendu conducteur de l'électricité par l'action des rayons de Röntgen.

Dans ces conditions, l'électromètre ne se chargeait pas sensiblement. Nous avons pu ainsi conclure qu'en admettant l'hypothèse de rayons X électrisés, le courant, équivalent à la circulation de l'électricité dans le faisceau large et intense de rayons X employé, était certainement inférieur à 10^{-12} ampère.

Nous avons pu, au contraire, conclure l'électrisation négative des rayons secondaires des métaux lourds. A la pression atmosphérique, les rayons X et les rayons secondaires communiquent à l'air une conductibilité telle que le métal rayonnant n'est plus isolé; il est alors impossible de recueillir l'électricité des rayons secondaires. Il fallait éviter en même temps que les rayons secondaires des métaux lourds, souvent très peu pénétrants, ne fussent absorbés au voisinage immédiat du métal qui les émet. Nous avons été ainsi amenés à placer les métaux dans l'air raréfié et à opérer à des pressions de plus en plus faibles, jusqu'au vide de Crookes ($0^{mm},001$ de mercure), afin de rendre à l'air ses propriétés isolantes, malgré l'action des rayons de Röntgen et des rayons secondaires qui le traversent. Nous avons réduit à 3 ou 4 millimètres seulement la couche d'air raréfié comprise entre le métal rayonnant et les parois métalliques voisines. Dans cette mince couche d'air très raréfié, la force électromotrice entre le métal rayonnant et les parois qui l'entourent produit seulement, sous l'influence des rayons, un courant inférieur, par exemple, à 1/100 du courant dû à l'électricité négative des rayons secondaires d'un métal, tel que le platine, le plomb. Le dispositif est celui-ci :

Une feuille métallique mince M (*fig.* 1) reliée à un électromètre à quadrants et à un quartz piézo-électrique de M. P. Curie, est maintenue

isolée au milieu et à 3 millimètres seulement des parois d'une boîte métallique plate ABCD, qu'on peut mettre en relation avec la terre. La face inférieure CD de cette boîte est formée, comme la face supérieure AB, d'une plaque épaisse d'un autre métal N, mais percée de

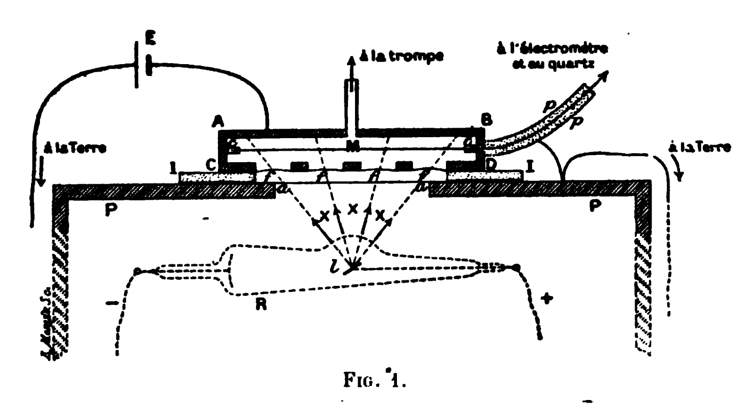


Fig. 1.

fenêtres *f* que recouvre une mince feuille du métal N. A 6 centimètres au-dessous de la face AB se trouve la lame focus *l*, source des rayons de Röntgen. Le système producteur de ces rayons (tube focus R, bobine Ruhmkorff et interrupteur électrolytique de Wehnelt) est enfermé dans une grande caisse de plomb épais dont la paroi PP est mise à la terre. Les rayons de Röntgen sortent de la caisse PP par une ouverture circulaire de 10 centimètres de diamètre recouverte seulement d'une mince feuille d'aluminium *aa*. On peut faire le vide de Crookes dans la boîte étanche ABCD, reliée à la trompe à mercure.

Quand on opère à la pression atmosphérique, la conductibilité de l'air sous l'influence des rayons est considérable. Lorsque le métal M de la feuille intérieure est différent du métal N des fenêtres *f* et des faces internes de la boîte ABCD, le système (M | N) fonctionne comme une pile dont la force électromotrice fait dévier l'électromètre. On peut, par la méthode d'opposition du quartz piézo-électrique de M. J. Curie, mesurer le courant électrique nécessaire pour maintenir l'électromètre au potentiel zéro ; ou bien on peut, sans agir sur le quartz, ramener l'électromètre à demeurer au zéro en intercalant en E, entre la boîte ABCD et la terre, une force électromotrice convenable e_0 prise en dérivation sur le circuit d'un daniell.

Dans ces conditions, si l'on fait le vide dans l'appareil, l'équilibre

de l'électromètre se maintient d'abord avec la même force électromotrice e_0 de compensation, tant que la pression ne s'est pas abaissée jusqu'à l'ordre de grandeur du millimètre (seulement, le courant qui prend naissance en l'absence de e_0 devient de plus en plus faible). Pour des pressions inférieures, la force électromotrice de compensation est modifiée. Elle dépasse bientôt celle d'un daniell, augmente constamment et semble croître au delà de toute limite à mesure qu'on se rapproche du vide de Crookes. Si l'on rétablit en E la force électromotrice primitive e_0 qui compensait le phénomène à la pression atmosphérique, on peut, à l'aide du quartz, mesurer le courant nécessaire pour maintenir l'électromètre au zéro. Ce courant, qui apparaît aux pressions de l'ordre du millimètre, augmente d'abord légèrement avec la raréfaction de l'atmosphère, puis devient sensiblement constant pour le vide de Crookes.

Si, par exemple, le métal intérieur M est du *platine*, et si le métal N des parois internes de la boîte ABCD est de l'*aluminium*, il faut maintenir l'aluminium à un potentiel négatif (inférieur en valeur absolue à 1 daniell) pour obtenir la compensation à la pression atmosphérique.

Dans le vide de Crookes, cette force électromotrice n'est plus suffisante, et il faudrait porter l'aluminium à un potentiel négatif de valeur absolue égale à 30 volts environ, si l'on voulait obtenir la compensation. Si l'on maintient la force électromotrice e_0 qui compensait le phénomène à la pression atmosphérique, on constate que, dans le vide de Crookes, sous l'action des rayons de Röntgen, le platine se charge positivement. Le courant de charge, mesuré à l'aide du quartz, est de l'ordre de grandeur de 10^{-10} ampère quand on utilise, à travers les fenêtres f recouvertes d'aluminium mince, une surface d'environ 30 centimètres carrés placée à 6 centimètres de la source l des rayons de Röntgen.

Ce courant est assez faible pour qu'on puisse dire : Tant qu'on n'opère pas dans un gaz raréfié, les rayons secondaires provoquent la conductibilité des gaz en y libérant d'*égales* quantités d'électricité positive et négative. Mais dans un gaz raréfié, l'on voit que l'influence des charges négatives des rayons secondaires apparaît ; alors les rayons X déchargent les corps négatifs plus rapidement que les corps positifs, ou même ils augmentent la charge des corps positifs. Il est remarquable que cette dissymétrie de la décharge, produite *dans le vide* par les rayons de Röntgen qui frappent un métal lourd, est de

même sens que la dissymétrie de la décharge des conducteurs frappés par les rayons ultra-violets de Hertz et de Hallwachs.

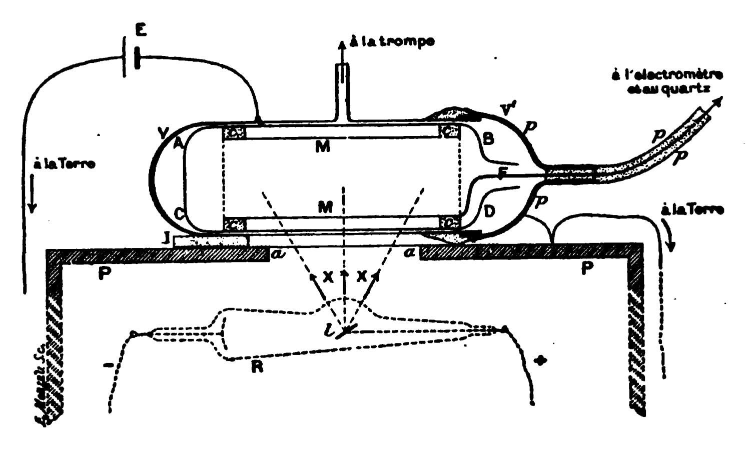


Fig. 2.

Des résultats peu différents sont obtenus à l'aide de la disposition représentée par la *fig.* 2 : la feuille métallique mince M est alors enroulée en cylindre, et la boîte plate est remplacée par un second cylindre métallique ABCD de même axe que MM. On introduit le système MMABCD dans le récipient V de verre relié à la trompe à mercure, puis on ferme le récipient V avec le couvercle de verre V′ mastiqué au golaz. Avec ce second dispositif, on évite les rentrées d'air plus facilement qu'avec le premier.

Ces faits pourraient, à la rigueur, s'expliquer par une variation continue de la force électromotrice de contact, qui croîtrait dans d'énormes proportions avec le degré de vide. Cette manière de voir est peu vraisemblable (1). On explique, au contraire, nettement les phénomènes en admettant que les rayons secondaires émis par les métaux en expérience emportent avec eux de l'électricité négative et libèrent, dans le métal, la quantité complémentaire d'électricité posi-

(1) On a démontré que, si l'on fait le vide de Crookes dans un récipient renfermant un condensateur dont les armatures sont formées de deux métaux M et N, la force électromotrice du couple MN n'en est pas altérée ; elle est même indépendante de la nature du gaz ambiant, raréfié ou non, tant que l'on ne chauffe pas les métaux M et N dans le vide de manière à en faire dégager les gaz inclus et à les remplacer par un autre gaz (Bottomley, *B.-A. Report*, 1885 ; Spiers, *Phil. Mag.*, t. XLIX, particulièrement p. 70, janvier 1900.)

tive. Le platine transformant les rayons de Röntgen considérablement plus que l'aluminium, son émission d'électricité négative est de beaucoup plus considérable que l'émission opposée de l'aluminium, et le platine se charge positivement.

On peut renverser le phénomène en mettant l'aluminium en M à l'intérieur et le platine mince $\left(\frac{1}{100}\text{ de millimètre}\right)$ autour de M, en ABCD*f* (*fig.* 1) ou ABCD (*fig.* 2). On constate alors que l'aluminium intérieur M, soumis à l'émission secondaire du platine, recueille de l'électricité négative.

Nous avons fait varier la nature des métaux et constaté en particulier que le plomb et le platine sont parmi les métaux qui émettent le plus de charges négatives sous l'action des rayons X. Viennent ensuite l'étain et le zinc. Quant à l'aluminium, des expériences faites avec une enceinte de Faraday tapissée extérieurement d'aluminium et recevant des rayons de Röntgen semblent montrer que les rayons secondaires assez pénétrants de ce corps sont, comme les rayons de Röntgen générateurs, dont ils diffèrent peu, sensiblement dépourvus de charge électrique.

L'intensité des charges électriques négatives des rayons secondaires du métal M, étudiées avec la disposition de la *fig.* 2, ne s'affaiblit pas considérablement lorsqu'on compare un appareil dont l'enveloppe de verre V est relativement mince (1 millimètre) à un autre où elle est plus épaisse (3 millimètres). Avec le dispositif de la *fig.* 1, les rayons X pénétrant dans la boîte ABCD par les fenêtres àtravers une feuille d'aluminium d'épaisseur de $\frac{1}{10}$ de millimètre, l'interposition d'une glace de verre de 5 millimètres sur le trajet des rayons de Röntgen affaiblit le phénomène, mais en le laissant comparable à ce qu'il était d'abord; l'interposition d'une lame d'aluminium d'un demi-millimètre sur le trajet des rayons de Röntgen réduit à peine $\left(\text{de moins de }\frac{1}{100}\right)$ l'électrisation négative des rayons secondaires du platine. Les charges négatives des rayons secondaires proviennent donc surtout de l'action exercée sur le métal M par les rayons X les plus pénétrants du faisceau incident. Ce fait est analogue à celui qui a été signalé à propos de l'activité électrique des rayons secondaires [1], mais il est ici encore bien plus marqué.

---

(1) G. Sagnac, *De l'optique des rayons de Röntgen et des rayons secondaires qui en dérivent.* Paris, Gauthier-Villars, 1900, p. 105 et 132.

Le rapprochement précédent est en accord avec celui que l'on peut faire au sujet du pouvoir de pénétration des charges négatives lancées par le métal M. Quand, au lieu d'opérer dans le vide, nous avons opéré en plongeant le condensateur MN dans un diélectrique tel que la paraffine, l'ébonite, le phénomène de l'émission d'électricité négative de M en N disparaissait sensiblement. Dans le cas seulement où M et N n'étaient séparés que par une fraction de millimètre de paraffine, l'électromètre accusait encore une faible charge correspondant à des courants de l'ordre de 10^{-12} ampère; les variations de ces faibles courants avec la nature des métaux M et N s'accordaient à faire penser qu'ils étaient dus à l'émission par les métaux lourds de charges négatives rapidement absorbées par la paraffine au voisinage du métal.

Une expérience directe a d'ailleurs montré le faible pouvoir de transmission (¹) de l'émission électrique du plomb, par exemple : une moitié longitudinale du cylindre de plomb épais MM (*fig.* 2) est recouverte d'une feuille d'aluminium battu, dont l'épaisseur calculée d'après la surface, le poids et la densité 2,7 est de 0,46 micron. Les rayons X frappant le côté nu du cylindre, on observe, à la pression $0^{mm},001$ de mercure, un courant de l'ordre de 10^{-10} ampère dû au bombardement d'électricité négative issue du plomb nu MM; c'est-à-dire que le plomb MM se charge de la quantité complémentaire d'électricité positive, et il faut, pour le maintenir au potentiel zéro pendant $32^s,2$, disposer sur le plateau du quartz piézo-électrique une masse de 500 grammes en l'abandonnant progressivement à l'action de son poids. L'appareil VV', une fois retourné de 180° autour de son axe, de manière que les rayons X frappent maintenant la face de plomb recouverte d'aluminium battu, l'émission d'électricité négative par le plomb à travers cette feuille d'aluminium correspond à un poids de 500 grammes pour $53^s,5$, c'est-à-dire n'est plus que les $\frac{3}{5}$ de celle du plomb nu. Ce coefficient de transmission des charges électriques est assez peu différent de celui que présenteraient les rayons cathodiques extérieurs à un tube à vide dans les expériences de

(¹) La transmission étudiée ici peut avoir lieu en partie ou en totalité par diffusion postérieure; la même remarque s'applique d'ailleurs à la transmission de l'action électrique de décharge ou de l'action radiographique des rayons secondaires des métaux lourds, telle qu'elle a été, dans certains cas, étudiée par l'un de nous (G. Sagnac, *loc. cit.*, p. 89 et 94).

Lenard. Il est aussi comparable à celui de l'action électrique de décharge des rayons secondaires, déjà étudié et à celui de l'action radiographique (1).

Il importe de remarquer que les mesures des courants d'électricité négative issue des métaux lourds frappés par les rayons X ont, pour des conditions expérimentales données, un sens absolu ; la quantité d'électricité transportée par les rayons secondaires est, dans un vide suffisamment poussé, indépendante de la distance parcourue par les rayons secondaires ; au contraire, on sait que les intensités des actions électriques radiographiques ou radioscopiques des rayons secondaires et aussi des rayons X, dépendent du mode d'utilisation des rayons et, en particulier, de l'épaisseur d'air du condensateur électrique et de la couche photographique ou luminescente qui les reçoit (2). Il ne paraît d'ailleurs y avoir aucun lien simple entre l'énergie des rayons secondaires, telle qu'on pourrait la mesurer au moyen d'un bolomètre fondé sur l'échauffement d'un métal par ces rayons et la quantité d'électricité négative qu'ils transportent. L'ensemble des faits observés conduit à penser que l'*émission électrique secondaire* des métaux lourds possède des propriétés analogues à celles des rayons cathodiques et des rayons déviables du radium : les particules d'électricité négative des rayons sont capables de dissocier l'électricité neutre des particules des gaz en quantités d'électricités positive et négative, considérablement supérieures à la quantité d'électricité négative des rayons, tant du moins que le gaz étudié n'est pas trop raréfié. Il ne faut pas confondre la production de ces rayons cathodiques, qui, dans le vide et même en l'absence de tout champ électrique, émanent du métal M frappé par les rayons X, avec la production déjà signalée par l'un de nous (3) d'un flux d'électricité soit positive, soit négative, dans un gaz soumis au champ électrique.

L'action des rayons X et des rayons secondaires sur les gaz n'est pas essentiellement différente de l'action des rayons ultra-violets étudiés par Lenard (4). D'autre part, l'émission des rayons cathodiques par un métal lourd que frappent les rayons X n'est pas plus étrange que le phénomène analogue produit par les rayons ultra-violets :

---

(1) G. SAGNAC, *loc. cit.*, p. 94.
(2) G. SAGNAC, *loc cit.*, p. 131.
(3) SAGNAC, *C. R.* du 5 février 1900 et l'article précédent : *Nouvelles recherches sur les rayons de Röntgen*, § 5 et 6 ; — *J. de phys.*, 3 sér., t. X, pp. 677 et 680 ; 1901.
(4) Cf. *loc. cit.*, § 7. *J. de phys.*, 3e série, t. X, p. 683.

le professeur Righi (1) et, plus récemment, le professeur P. Lenard (2) les professeurs E. Meritt et O.-M. Stewart (3) ont en effet trouvé qu'un métal frappé par les rayons ultra-violets émet un flux d'électricité négative, même lorsque la surface métallique frappée par les rayons n'est pas électrisée. Cette émission a les caractères de rayons cathodiques particulièrement absorbables et l'étude n'a pu en être faite par le professeur Lenard que dans le vide de Crookes.

L'électrisation négative des rayons secondaires fournit donc une analogie nouvelle entre les rayons X et les rayons ultra-violets. Il devient alors de plus en plus probable qu'il y a, dans les rayons secondaires, des rayons non électrisés de l'espèce même des rayons X incidents qui les produisent en se diffusant ou se transformant.

SUR LES PETITES OSCILLATIONS DE TORSION;

Par M. H. BOUASSE.

Dans un article paru dans ce *Journal* en 1899 (4), j'attirais l'attention sur la nécessité de définir avec précision les déformations auxquelles on soumet un fil, pour obtenir des expériences comparables. On trouvera, dans une série de mémoires parus depuis (*Ann. de la Fac. des Sc. de Toulouse*, 1900 et 1901), l'application des principes que je posais. Je voudrais déterminer l'état d'une question à l'étude de laquelle de nombreux expérimentateurs ont consacré des soins et un temps considérables sans peut-être se préoccuper suffisamment d'en déterminer le *sens précis* : il s'agit des petites oscillations de torsion.

Soit un fil vertical, dont l'une des extrémités que, pour simplifier, nous considérons d'abord comme fixe, est liée à un dynamomètre de

---

(1) A. Righi, *Atti d. R. Acc. d. Lincei*, p. 81, 1900.

(2) P. Lenard, *Erzeugung von Kathodenstrahlen durch ultra-violettes Licht* (*Drude's Annalen d. Physik*, t. II, p. 359-370 ; 1900).. *J. de phys.*, 3e série, t. X, p. 94; 1901). Cette émission d'électricité négative permet au professeur Lenard d'expliquer la déperdition d'électricité négative sous l'action des rayons ultra-violets.

(3) E. Meritt, O.-M. Stewart, *The developement of Kathode Rays by ultraviolet light* (*The Physical Review*, octobre 1900, p. 220); — *J. de phys.*, 3e série, t. X, p. 578; 1901.

(4) Voir *J. de Phys.*, 3e série, t. VIII, p. 241; 1899.

torsion, imprimons à l'autre une torsion alternative, constante en amplitude, de période T et représentée en fonction du temps par la formule $\alpha = A \sin \omega t$. Répétons l'opération un grand nombre de fois et représentons sur un plan les couples C, mesurés par le dynamomètre, en ordonnées, et les azimuts α en abscisses. La courbe C, α, qui d'abord n'est pas fermée, tend à le devenir. Si le fil n'a pas au début de dissymétrie hélicoïdale, si le milieu de l'oscillation correspond au couple nul, la courbe se ferme pratiquement vite ; elle est symétrique par rapport au centre, et l'aire renfermée est sensiblement nulle.

En fait, l'extrémité inférieure du fil reliée au dynamomètre n'est pas fixe. Soit donc $\alpha_1 = A_1 \sin \omega t$, le mouvement de l'extrémité supérieure ; le mouvement de l'extrémité inférieure est *sensiblement* $\alpha_2 = A_2 \sin \omega t$, la torsion est $\alpha = \alpha_1 - \alpha_2 = (A_1 - A_2) \sin \omega t$, et le couple est mesuré à un facteur constant près par α_2.

Le problème consiste à déterminer la forme limite de cette courbe C, α, et la manière suivant laquelle elle l'atteint. Théoriquement, il suffit de posséder un dynamomètre très sensible donnant des indications proportionnelles aux forces et d'enregistrer une courbe complète ; nous avons réalisé bien des fois ces conditions. Mais ici les quantités à déterminer sont petites, et le cycle extrêmement aplati ; aussi n'a-t-on jamais abordé le problème de front ; on a eu recours à des méthodes indirectes, dont on a pu parfois oublier le sens exact.

L'amplitude varie en fonction du temps suivant la loi $\alpha = A \sin \omega t$ ou toute autre loi très voisine. On n'obtiendrait pas la même courbe C, α, si les azimuts oscillaient toujours entre $\pm A$ dans la même période T suivant une loi différente, par exemple avec des vitesses constantes. Si, en particulier, on allait brusquement de $\pm A$ à $\mp A$ avec un arrêt T : 2 aux torsions maxima et minima, la courbe C, α serait une sorte de parallélogramme qui différerait de la courbe que nous étudions.

AIRE DE LA COURBE. — DÉCRÉMENT LOGARITHMIQUE.

Étudions l'aire S de la courbe limite fermée C, α, dans des conditions bien déterminées d'amplitude A et de période T, pour le fil défini par son rayon R et sa longueur l, connaissant les déformations antérieurement subies. La courbe très aplatie diffère peu de deux droites superposées ; à cette condition, nous disons que l'oscillation est

petite. Sa surface S représente le travail nécessaire pour accomplir un cycle complet. Comparons-la au travail nécessaire pour tordre le fil supposé parfaitement élastique de l'angle A. Pour la torsion α, le couple est $\Gamma\alpha$, où Γ est la constante de torsion ; le travail pour tordre de $d\alpha$ est $\Gamma\alpha d\alpha$; l'énergie potentielle pour la torsion A est $\frac{\Gamma A^2}{2}$. Nous poserons :

$$2\lambda = S : \frac{\Gamma A^2}{2} \qquad \lambda = \frac{S}{\Gamma A^2}; \quad \lambda \text{ est le décrément.}$$

Déterminer directement l'aire de la courbe est difficile ; aussi, depuis Coulomb, emploie-t-on une méthode indirecte très sensible, mais d'une interprétation délicate. On admet le postulat suivant : Si on fait effectuer à un fil une série d'oscillations dont l'amplitude décroît de A_0 à 0, et si on recommence cette opération un certain nombre de fois, on obtient, en définitive, pour l'amplitude A_1 $[A_0 > A_1 > 0]$ la même courbe limite que si on maintenait cette amplitude A_1 indéfiniment. Conséquemment au lieu d'imposer mécaniquement l'oscillation d'amplitude constante A_1 et de période T, on suspend au fil une masse dont un des axes d'inertie est dans le prolongement du fil, et dont le moment d'inertie est tel que la durée d'oscillation soit T. On tord le fil de A_0 et on étudie la décroissance des oscillations. On a, en négligeant l'influence de l'air,

$$\Gamma A \Delta A = S \qquad \frac{\Delta A}{A} = \frac{S}{\Gamma A^2} = \lambda,$$

λ est aussi la différence des logarithmes naturels de deux amplitudes consécutives.

$$\log A' - \log A'' = \log\left(1 + \frac{A' - A''}{A''}\right) = \frac{A' - A''}{A''} = \frac{\Delta A}{A} = l.$$

Pour fixer les idées, voici quelques valeurs de λ empruntées à Tomlinson.

	Argent	Cuivre	Platine	Zinc
Fortement étiré.....	0,00154	0,00053	0,00224	0,01853
Recuit..............	0,00030	0,00026	0,00008	0,00321

ΔA est donc une très petite fraction de A. Toutefois rien n'empêche de déterminer le $\Sigma\Delta A$ correspondant à n oscillations et de multiplier la précision par n. Dans la méthode directe, au contraire, il faudrait comparer deux aires très différentes, sans pouvoir augmenter

la précision par la répétition. La méthode des oscillations libres serait donc parfaite, *si le postulat était acceptable :* il ne l'est pas.

Remplaçons-le par le suivant : Si on fait effectuer au fil une série d'oscillations dont l'amplitude décroît de A_0 à A'_0, et si on recommence cette opération un grand nombre de fois, on obtient en définitive, pour A_1 $[A_0 > A_1 > A'_0]$, la même courbe limite que si on maintient A_1 indéfiniment. A mesure que A'_0 se rapproche de A_0, le postulat est de plus en plus acceptable ; à la limite $A'_0 = A_0$, nous revenons à la méthode des oscillations imposées.

Il faut d'abord qu'entre A_0 et A'_0 se logent le plus grand nombre possible d'oscillations, et pour cela il faut diminuer l'action de l'air ; on ne le fait pas ; je reviendrai là-dessus plus loin. Pour maintenir l'amplitude entre les limites choisies A'_0 et A_0, on doit restituer, à chaque passage à la vitesse nulle (ou à tous les p passages), l'énergie perdue pendant la demi-oscillation (ou les p demi-oscillations précédentes), par une torsion de sens convenable de l'extrémité supérieure du fil (Voir dans notre mémoire *Sur les oscillations... Ann. de Toulouse*, 1897, F. 65, l'étude de la méthode de Hirn). On peut effectuer cette torsion, (qui est de l'ordre de 0°,1), à distance, à l'aide d'une tige, fixée normalement à l'axe de rotation auquel est attachée l'extrémité supérieure du fil, et dont l'extrémité opposée à l'axe est placée entre deux petits électro-aimants. Enfin, on doit lancer l'oscillateur systématiquement, par exemple avec l'appareil précédent, et ne pas se contenter d'une torsion initiale faite n'importe comment et dont le plus souvent on n'apprécie même pas la grandeur.

Quoi qu'il en soit, voici les résultats des travaux qui nous paraissent dignes de discussion ; le lecteur est prévenu que tous ces résultats ont été niés par certains expérimentateurs.

Variation de l'aire S *avec l'amplitude.* — Pour une durée d'oscillation T et des conditions déterminées, λ est indépendant de l'amplitude, supposée assez petite : la courbe qui représente λ en fonction de A aboutit donc normalement à l'axe des ordonnées et se confond avec l'horizontale sur une longueur qui dépend des conditions de l'expérience et de la nature du fil. En d'autres termes, le décrément qui croît énormément quand l'amplitude croît, peut être développé suivant la série $\lambda = \lambda_0 + \lambda_1 A + \lambda_2 A^2 + \dots$ avec la condition $\lambda_1 = 0$, la valeur des autres coefficients dépendant des conditions de l'expérience. Nous dirons que l'oscillation est petite, quand on peut poser $\lambda = \lambda_0$.

Cette règle, dont nous venons de donner une série d'énoncés équivalents, est la seule pour laquelle on soit d'accord. Cela tient à ce que l'air agit précisément ainsi. L'amortissement qui lui est dû surpasse le plus souvent l'amortissement dû au fil, surtout quand l'oscillateur a la forme ordinaire d'une barre horizontale portant des masses. Le difficile est, dans l'amortissement total, de faire la part de l'air.

On s'est parfois contenté de procédés de correction rudimentaires et inadmissibles, comme celui qui consiste à doubler la longueur d'un cylindre et à admettre que le frottement de l'air a doublé. Parfois on admet les formules de Stokes et on calcule la correction ; mais, si ces formules sont *à peu près* sûres pour des corps de révolution tournant autour de leur axe de révolution (sphère, cylindre, disque plat), elles sont singulièrement douteuses dans les autres cas. Il me semble qu'on devrait opérer dans un vide peu poussé, pour que les phénomènes de la matière radiante n'interviennent pas. D'après la théorie de Stokes, l'amortissement dû à l'air varie comme la racine carrée de la densité $\sqrt{d}$; on pourrait déterminer les constantes d'une formule à deux termes $\lambda' = \lambda + \lambda'' \sqrt{d}$, qui donnerait λ par une extrapolation d'autant plus sûre que d serait plus voisin de 0 sans l'être trop et qui porterait en elle-même sa vérification. Ce procédé, outre qu'il n'impliquerait pas la vérité des détails d'une théorie, présenterait le grand avantage de diminuer le décrément apparent λ et de rapprocher la méthode des oscillations libres de la méthode des oscillations imposées.

Corollaire I. — *L'aire* S, *toutes choses égales d'ailleurs, est proportionnelle au carré de l'amplitude.* — Nous avons :

$$\frac{\Delta A}{A} = \lambda = \frac{S}{\Gamma A^2}, \qquad S = \Gamma . \lambda . A^2.$$

Une infinité de courbes satisfait à cette condition.

Exemples. — *A*. Depuis Coulomb la forme la plus souvent admise est une ellipse. A la force proportionnelle à l'élongation $\Gamma\alpha$, ajoutons une force proportionnelle à la vitesse. Le couple a pour expression :

$$C = \Gamma A \sin \omega t + K A \omega \cos \omega t.$$
$$C d\alpha = - K A^2 \omega^2 \cos^2 \omega t dt - \Gamma A^2 \omega^2 \sin \omega t \cos \omega t dt.$$
$$S = K A^2 \omega^2 . \frac{T}{2} = 2\pi^2 \frac{K A^2}{T} = \Gamma A \Delta A, \qquad \lambda = 2\,\pi^2 . \frac{K}{\Gamma T}.$$

Cherchons, dans la théorie de Coulomb, l'expression de K. Pour chaque élément de la section droite de surface $2\pi r dr$, la force amortissante est $2\pi K' r\, dr \frac{d\alpha}{dt}\cdot$ Le couple total est :

$$K \frac{d\alpha}{dt} = 2\pi K' \frac{d\alpha}{dt} \int_0^R r^3 dr = \frac{\pi}{2} K' \frac{d\alpha}{dt} R^4 ;$$

$$\lambda = 2\pi^2 \frac{K}{\Gamma T}, \qquad \Gamma = \frac{\pi}{2} \mu R^4, \qquad \lambda = 2\pi^2 \frac{K'}{\mu T}.$$

Le décrément est indépendant du rayon.

B. Avec des hypothèses très différentes, on peut encore obtenir une ellipse. Boltzmann suppose qu'une déformation antérieure diminue la force nécessaire pour produire une déformation α de même sens. Le couple n'est plus $\Gamma\alpha$. Boltzmann admet que l'effet des déformations antérieures s'efface avec le temps. Le couple est représenté par la formule :

$$\Gamma \left[\alpha - \int_0^\infty f(\tau)\, \alpha\, (t - \tau)\, d\tau\right].$$

τ étant le temps compté vers le passé, à partir du temps actuel t; α est exprimé en fonction de t.

La fonction $f(\tau)$ est finie pour $\tau = 0$, décroît quand τ croît et s'annule pour $\tau = \infty$. Si $\alpha = A \sin \omega t$:

$$\Gamma \left[\alpha - \int_0^\infty f(\tau)\, A \sin \omega\, (t - \tau)\, d\tau \right] = \Gamma A \sin \omega t \left[1 - \int_0^\infty f(\tau) \cos \omega\tau\, d\tau\right]$$
$$+ \Gamma A \cos \omega t \int_0^\infty f(\tau) \sin \omega\tau\, d\tau.$$

La constante de torsion est apparemment diminuée dans le rapport 1 à $1 - K_1$, et on ajoute un terme proportionnel à la vitesse $\Gamma A K_2$: il vient $\lambda = \pi K_2$.

Tout dépend des hypothèses que l'on fait sur $f(\tau)$. Par exemple

$$(1) \qquad f(\tau) = \frac{K'_2}{\tau}, \qquad \int_0^\infty \sin \omega\tau \frac{d\tau}{\tau} = \frac{\pi}{2}, \qquad \lambda = \frac{\pi^2 K'_2}{2}.$$

λ est constant, indépendant de l'amplitude et de la période. L'hypothèse précédente est évidemment inadmissible, puisque $f(\tau) = \infty$ pour

$\tau = 0$; elle donnerait $K_1 = \infty$; mais il ne serait pas difficile de la modifier légèrement de manière que K_1 restât fini et même petit, sans pour cela que λ cessât d'être à peu près indépendant de l'amplitude et de la période :

$$(2)\ f(\tau) = K'_2 .\, e^{-a\tau}, \qquad K_1 = \frac{a}{a^2+\omega^2}, \qquad K'_2 = \frac{\omega}{a^2+\omega^2},$$

$$\lambda = \frac{1}{2}\,\frac{K'_2\,T}{1+\frac{a^2}{4\pi^2}\,T^2} \qquad K_1 = \frac{Ta\lambda}{2\pi^2},$$

et si a est petit :

$$l = \frac{K'_2 T}{2}, \qquad K_1 = \frac{K'_2 a T^2}{4\pi^2}.$$

λ est indépendant de l'amplitude, mais croît proportionnellement à la période.

C. Admettons enfin un cycle tel que le couple croisse en valeur absolue avec une constante Γ_1 et décroisse avec la constante Γ ; le cycle est un parallélogramme. Posons $\Gamma = \Gamma_1\,(1+\rho)$.

On trouve aisément:

$$S = C^2\left[\frac{1}{\Gamma_1} - \frac{1}{\Gamma}\right], \qquad \lambda = \rho.$$

Corollaire II. — *Le décrément est indépendant de la longueur du fil.* — Comparons les phénomènes pour le fil de longueur 1 et le fil de longueur n, identiques de matière et de préparation. Les opérations sont comparables et λ est le même, si *les durées d'oscillations sont égales*, et les amplitudes dans le rapport de $1 : n$. Cette seconde limitation devient inutile, puisque λ est indépendant de l'amplitude ; donc λ est indépendant de la longueur. La loi a été énoncée comme résultat d'expérience par Streintz (*Pogg. Ann.*, 153 ; 1874) et Tomlinson (*Phil. Trans.*, 1886).

Tomlinson a signalé une cause grave d'erreur. La durée de l'oscillation peut être égale à la période du pendule formé par le fil et l'oscillateur. Si l'axe de rotation ne passe pas exactement par le centre d'inertie, une partie de l'énergie de torsion se convertit en oscillations pendulaires. S'il y a synchronisme parfait, l'amplitude des oscillations, après avoir diminué, peut croître à nouveau. Si donc la longueur varie, on peut passer par le synchronisme, puisqu'on doit faire en sorte que T soit constant. Les vibrations tournantes n'interviennent pas, parce que leur amplitude est infiniment plus

courte et leur amortissement grand. Elles disparaissent rapidement.

Il est très difficile de certifier *a priori* que deux fils sont dans le même état; aussi plusieurs expérimentateurs, après avoir trouvé que, suivant les cas, λ croît ou décroît quand la longueur croît, concluent hardiment, pour tout concilier, que λ est de la forme $\lambda = al^{-m} + bl^n$. Nous ne discuterons ni leurs expériences ni leur formule.

Corollaire III. — *Le décrément est indépendant du diamètre.* — La proposition qui se déduit de la théorie de Coulomb a été énoncée comme résultat d'expérience par Streintz et Tomlinson. Elle découle de l'hypothèse que nous avons développée dans ce journal en 1899, et dont on ne se passera pas d'ici longtemps. Admettons la loi $C = R^3\varphi(\alpha R)$; faisons décrire à deux fils de rayons différents, mais de matières identiques et identiquement préparés, des cycles comparables; posons $\alpha R = u$, on a:

$$\int Cd\alpha = R^2 \int \varphi(\alpha R)\, d(\alpha R) = R^2 \int^{u_1 T} \varphi(u)\, du.$$

Si les cycles sont à peu près rectilignes, et qu'on emprunte l'énergie au fil lui-même, la variation d'énergie est $\gamma RA\Delta A$, où γ dépend de la matière du fil; d'où :

$$\lambda = \frac{\Delta A}{A} = \frac{\Delta u_1}{u_1} = \frac{1}{\gamma u_1^2} \int^{u_1 T} \varphi(u)\, du.$$

Donc λ est indépendant du rayon et a, pour chaque période T, une valeur caractéristique de la matière.

Variations de l'aire S *avec la période* T. — Nous savons déjà à quel point les résultats théoriques diffèrent. La question est loin d'être expérimentalement tranchée. Il est certain que le décrément est à peu près indépendant de la période et que l'*hypothèse de Coulomb est fausse*. Streintz trouve une indépendance absolue; Tomlinson conclut de même pour les métaux tels que l'acier et le cuivre recuit. Mais, pour les métaux à fort amortissement, on doit, selon lui, employer une formule à 3 termes $\lambda = {}^0\lambda + \lambda_1 T - \lambda_2 T^2$; λ est maximum quand $T = T_m = \lambda_1 : 2\lambda_2$. Pour l'étain, Tomlinson trouve $T_m = 13$ ou $T_m = 8$, suivant la charge. Enfin quelques expérimentateurs représentent s par la formule $s = s_1 T + s_2 T^2$; il n'y a plus de terme constant ni de maximum.

L'action de l'air explique ces divergences : elle est de la forme $mT^{-1} + nT^{-2}$, complètement différente de celle du fil; son élimination

imparfaite fausse le résultat. On ne peut, il est vrai, alléguer cette raison pour les expériences de Tomlinson, puisque ce sont les métaux à fort amortissement, pour lesquels l'amortissement dépend de T. Il serait sage de reprendre la question dans le vide plus ou moins poussé, *avec les précautions énoncées pour le lancement et l'entretien.*

Variation de l'aire S *avec la température.* — Rien de sûr n'est connu : on a proposé naturellement un binôme de dilatation ; mais les expériences ont été faites dans un intervalle trop petit. Tomlinson dit que les variations de température, *quel que soit leur sens*, augmentent considérablement l'amortissement. Pour une corde de piano une variation de 1° peut accroître le décrément de 30, 40 ou 100 0/0. Il est impossible de se contenter de résultats aussi vagues.

Variation de l'aire S *avec la tension sans déformation permanente.* — On a généralement trouvé que le décrément est indépendant de la tension. Tomlinson conclut dans le même sens pour une charge *temporaire ;* mais il trouve qu'une déformation *moléculaire* permanente, résultant d'une tension ne produisant pas d'allongement permanent, diminue le décrément. Malheureusement, il oublie de définir ce qu'est une charge *temporaire*, à quelles conditions elle produit une déformation *moléculaire* (par opposition à visible ou *molaire*), quelles sont, même en gros, les lois de ces déformations ; les expériences sont loin de lever nos doutes ; il ne spécifie pas la manière de charger et de décharger le fil, et ses résultats sont difficilement admissibles. Tout cela est à reprendre. Pour mettre un peu de précision dans la définition des opérations, il suffirait de faire osciller un oscillateur aussi léger que possible, mais de grand moment d'inertie, fixé au milieu d'un fil vertical dont les extrémités seraient invariables, excepté dans le sens vertical, et dont on pourrait faire varie la tension sans choc et suivant la loi qu'on voudrait.

DIAMÈTRE DES CORDES VERTICALES DE LA COURBE, DURÉE D'OSCILLATION.

On s'est proposé de chercher indirectement la forme du diamètre des cordes verticales de la courbe C, α. Soit $y = a\alpha + b\alpha^3$, ce diamètre approximativement rectiligne ; on démontre (Voir notre *Mémoire sur les oscillations*, *Ann. de Toulouse*, 1897) que, si on suspend

au fil une masse dont le moment d'inertie est M, la période est :

$$(1) \qquad T' = 2\pi\sqrt{\frac{M}{a}}\left(1 - \frac{3bA^2}{8a}\right),$$

T′ ne dépend pas de la longueur des cordes verticales supposées petites : a et b sont des constantes dans les conditions de l'expérience, c'est-à-dire pour la période T′ et l'amplitude actuelle. Réciproquement, si, pour le moment d'inertie M, nous trouvons une durée T′, nous avons le droit de conclure, comme première et très suffisante approximation, que la courbe a, *pour cette période et cette amplitude*, un diamètre des cordes verticales représenté par $y = a\alpha + b\alpha^3$ avec la condition (1). *Nous n'avons pas le droit de conclure autre chose.*

En particulier, nous ne saurons rien ni sur la constante caractéristique Γ, ni sur l'aire S, ni, par conséquent, sur l'amortissement pour cette période T′.

Admettons un instant l'existence de la constante caractéristique Γ et qu'il soit possible d'opérer dans des conditions telles que le fil se conduise comme parfaitement élastique, *ce qui est une hypothèse probablement fausse;* nous aurions, en posant $T' - T = \Delta T$, $a = \Gamma - \varepsilon$:

$$T = 2\pi\sqrt{\frac{M}{\Gamma}}, \qquad \frac{\Delta T}{T} = \frac{\varepsilon}{2\Gamma} - \frac{3bA^2}{8\Gamma}.$$

Voici la conséquence des théories dont il a été parlé plus haut :

A. Hypothèse de Coulomb. — Le diamètre des cordes verticales est une droite d'inclinaison Γ.

Donc $\varepsilon = b = 0$, $\Delta T = 0$. L'expérience fournit la valeur exacte de Γ;

B. Hypothèse de Boltzmann. — Le diamètre des cordes verticales est encore une droite, $b = 0$; ε est indépendant de l'amplitude, et sa valeur dépend du choix de $f(\tau)$: $\Delta T > 0$;

C. Le diamètre n'est pas une droite, mais en diffère peu. On trouve $\Delta T : T = \rho : 4$.

La durée T′ *dépend-elle de l'amplitude?* — Elle en dépend comme l'amortissement et au même titre. La courbe que représente T′ en fonction de A aboutit normalement à l'axe des T′. Donc, au-dessous d'une certaine amplitude variable avec les conditions de

l'expérience, le diamètre est tel que $4\epsilon - 3bA^2$ soit constant. Vraisemblablement il est alors rectiligne et possède une inclinaison invariable, que nous désignerons par Γ' ; $3bA^2$ est négligeable.

Il n'y a aucune raison de poser $\Gamma = \Gamma'$*; la méthode des oscillations libres ou imposées ne nous fournit aucune indication à ce sujet.* — L'erreur commise en posant $\Gamma = \Gamma'$ est faible, probablement inférieure à 0,01 en général; mais probablement aussi elle n'est pas nulle et peut s'exagérer dans certains cas. J'ai admis (*Sur la déformation des fils*, 1899, p. 178) que l'on détermine Γ exactement, si on parvient à décrire un petit cycle parfaitement rectiligne; mais la question est de savoir si cela est possible. Plus loin (p. 187), je fais, à propos de la méthode des oscillations libres, une hypothèse qui revient à poser $\Gamma = \Gamma'$; mais ce n'est qu'une hypothèse. Enfin, dans ma thèse, je dis que la tangente caractéristique Γ est la tangente de détorsion après une torsion quelconque maintenue assez longtemps. Mais, pour comparer la tangente ainsi obtenue à Γ', tirée de la méthode des oscillations, il faudrait déterminer la tangente de détorsion avec le dynamomètre *à moins de* 0,01 *en valeur absolue;* encore, à cette approximation, il y aurait peut-être lieu de préciser le temps d'arrêt et certaines conditions accessoires pour la vitesse de détorsion.

Le problème est donc entier. Voici une expérience qui me conduit à douter de la légitimité de la méthode de Coulomb pour la détermination de Γ. Déterminons par la méthode des oscillations la variation de Γ' entre 10° et 100° pour du cuivre fortement étiré. J'ai trouvé, sur plusieurs bouts de fil, des nombres très concordants donnant 0,04 environ comme moyenne ; T' variait de 1s,8 à 47 secondes sans que le résultat différât sensiblement. J'ai repris la même question, *sur les mêmes bouts de fil n'ayant pas été déplacés*, avec le dynamomètre, en opérant comme suit : Supposons qu'à 100° on torde et on maintienne tordu plusieurs heures : on atteint le couple C. On porte à 10°, le couple croît de ΔC, à torsion constante. En prenant certaines précautions qu'on trouvera dans un mémoire qui paraîtra dans les *Annales de la Faculté de Toulouse*, on vérifie que ΔC est proportionnel à C, qu'en retournant à 100° on retrouve le même couple C. Bref on est amené à conclure que $\Delta C : C = \Delta\Gamma : \Gamma$; on trouve un nombre voisin à 0,02. Tout s'explique en admettant que $\Gamma' < \Gamma$. L'erreur est certainement plus forte à 100°, les causes qui la produisent augmentant considérablement par l'échauffement.

Quoi qu'il en soit, voyons ce que l'expérience nous apprend sur Γ'.

Influence de la période sur l'inclinaison du diamètre. — Si T' est indépendant de l'amplitude, on peut poser vraisemblablement $T' = 2\pi \sqrt{M : \Gamma'}$. Si donc Γ' est indépendant de la période, T' varie comme $\sqrt{M}$. La vérification expérimentale est moins simple qu'il ne paraît. Pour que M varie de plusieurs fois sa valeur minima, sans que la tension varie, on emploie, comme oscillateur, une barre horizontale sur laquelle peuvent se déplacer deux masses égales. Pour éviter les flexions qui rendraient impossible le calcul exact, la barre a nécessairement un moment notable. Il résulte de ces conditions qu'il est difficile, avec le même oscillateur, de faire varier T' de plus de 1 à 6.

La vraie méthode serait la méthode dynamométrique. Pour un fil recuit, λ est petit et indépendant de la période ; les causes qui empêchent le cycle d'être rectiligne sont réduites au minimum Prenons donc un fil recuit comme dynamomètre d'un fil fortement étiré, où les causes susdites sont maxima. Plaçons-les verticalement dans le prolongement l'un de l'autre, collons un miroir au point de jonction. Fixons l'extrémité inférieure du système, et, sous tension constante, tordons l'autre sinusoïdalement. Déterminons les déplacements angulaires du miroir et vérifions si leur amplitude est indépendante de la période. L'expérience est bien plus facile et précise que celle qui consisterait à déterminer directement l'air de la courbe ; on pourrait faire aisément varier la période de 1 ou 2 secondes à quelques centaines, toutes choses égales d'ailleurs.

Influence de la température sur l'inclinaison du diamètre. — Ont répondu à cette question ceux qui ont voulu déterminer la variation avec la température de la constante de torsion ; malheureusement nous ignorons la relation entre Γ et Γ' aux différentes températures. Ainsi le ΔΓ' : Γ', que l'expérience m'a donné pour le cuivre, est à peu près celui qu'ont indiqué Kohlrausch et Loomis (*Ann. Pogg.*, t. CXLI, 1870) ; la quantité que je crois la vraie valeur ΔΓ : Γ est plus petite. On a proposé, pour relier Γ' et θ, des expressions de la forme : $\Gamma' = \Gamma'_0 (1 - a\theta - b\theta^2)$.

Influence de la tension sans déformation permanente sur l'inclinaison du diamètre. — Tomlinson met en avant une déformation *moléculaire* ne se traduisant pas par une déformation visible. Elle augmenterait la constante apparente, Γ'. Malheureusement l'expérience XX, qui sert de preuve à cette proposition, donne des résultats absolument inadmissibles. Tout cela est à reprendre systématiquement.

VARIATION DE LA COURBE C,α SOUS L'INFLUENCE DES DÉFORMATIONS PERMANENTES.

Traction. — Nos connaissances se résument en quelques mots. Étirons un fil parfaitement recuit, avec ou sans filière ; déterminons l'aire de la courbe C, α et l'inclinaison du diamètre des cordes verticales, λ et Γ'; ramenons ces données au fil primitif.

λ augmente et Γ' diminue quand l'allongement augmente. Les variations des constantes ne sont pas proportionnelles à l'allongement : d'abord relativement énormes pour de petits allongements, elles tendent vers 0 quand l'allongement augmente.

Torsion. — Un fil qui a subi une torsion permanente considérable donne une courbe C, α dissymétrique. De plus la position d'équilibre se déplace, le décrément *l* et la période T' perdent toute signification précise.

Si, depuis la torsion, il s'est écoulé un temps considérable, le fil atteint une position d'équilibre stable (ce qui ne supprime pas la dissymétrie). L'expérience montre alors que le décrément moyen (les décréments à droite et à gauche ne sont plus égaux) et la période T' ont augmenté. Je ne connais pas d'expériences systématiques sur cette question ; on ne peut guère en entreprendre d'utiles sans connaître les phénomènes de réactivité au couple nul [1].

Ce rapide exposé suffit à prouver que nous ne savons, sur les petites oscillations de torsion, à peu près rien de plus que ce qu'avait énoncé Coulomb. Le sujet attend, pour être traité dignement, un physicien qui veuille y consacrer beaucoup d'habileté et un labeur suffisant.

SUR L'ÉNERGIE DISSIPÉE DANS LES DIÉLECTRIQUES SOUMIS A DES CHAMPS ALTERNATIFS ;

Par M. P.-L. MERCANTON.

Il est maintenant établi que, dans un champ électrique alternatif, la plupart des diélectriques sont le siège d'une dissipation d'énergie ; mais, malgré nombre de travaux, les lois du phénomène sont encore

(1) Voir, sur ce sujet, le chapitre VIII de notre mémoire sur la *Déformation des fils.*

très imparfaitement connues. Quelques points semblent cependant définitivement acquis.

C'est tout d'abord le lien étroit qui unit à cette dissipation, l'apparition du résidu dans les diélectriques. La coexistence des deux ordres de propriétés, constamment observée jusqu'ici, nous force à leur assigner la même origine et à n'accorder d'attention qu'aux théories susceptibles de les expliquer l'un et l'autre.

Ensuite cette dissipation, comme le résidu, apparaît tout spécialement dans les diélectriques, contenant des impuretés plus ou moins conductrices. Elle est fonction de l'intensité et de la vitesse de variation du champ.

La mesure de l'énergie dissipée peut se faire soit par des méthodes techniques en mesurant la quantité de chaleur dégagée dans le diélectrique d'un condensateur alternativement chargé et déchargé (Kleiner, Düggelin, Houllevigue, etc.), soit par des méthodes mécaniques, entraînement d'un diélectrique suspendu dans un champ tournant, amortissement des oscillations du même dans un champ fixe (Arno, Schauffelberg, Threlfall).

Enfin il est possible de déterminer point par point la courbe des charges d'un condensateur en fonction de potentiels variant selon un cycle connu (Beaulard).

Cette méthode a l'avantage de pénétrer dans le détail des phénomènes. C'est celle que nous avons employée, en perfectionnant le dispositif de M. Beaulard, au mémoire duquel nous renvoyons. Rappelons brièvement que la méthode consiste à soumettre un condensateur à un cycle de potentiels connus, à l'aide d'une dérivation mobile le long d'un courant constant, et à le décharger dans un galvanomètre balistique, au moment où le potentiel à la valeur voulue V.

Un diélectrique qui consomme de l'énergie prend une charge plus grande, pour un V donné, quand ce V est atteint par des potentiels décroissants, que par des potentiels croissants. Il y a donc un retard des charges sur les potentiels.

Si l'on porte en ordonnées les déviations α proportionnelles aux charges et en abscisses les potentiels, on obtient une courbe fermée, dont l'aire représente justement l'énergie consommée dans la masse totale du diélectrique. Si nous appelons α_0, la déviation pour $V = 0$ et $\pm \alpha_{max}$ la déviation pour $\pm V_{max}$, on voit que le rapport $\frac{\alpha_0}{\alpha_{max}}$ caractérise assez bien l'allure de la courbe qui s'allonge et se resserre, quand la

perte d'énergie tend vers 0 jusqu'à se résoudre en deux droites coïncidentes passant par l'origine.

Le dispositif de M. Beaulard, dans lequel le déplacement de la dérivation ainsi que la commutation se faisait à la main, ne permettait ni une grande précision, ni une grande vitesse cyclique. Nous l'avons modifié comme suit.

Un arbre portait un conducteur radial isolé, dont l'extrémité plongeait dans l'eau acidulée d'une rigole en paraffine, de section aussi constante que possible.

Sur un même diamètre, deux électrodes de platine amenaient le courant constant d'une série de petits accumulateurs. Deux autres électrodes reliaient à la terre les extrémités du diamètre à 90° du premier.

De la sorte le condensateur, relié au plongeur par l'intermédiaire d'une bague isolée et d'un balai, était soumis à un cycle de potentiels variant linéairement entre $+ V_{max}$ et $- V_{max}$ en passant 2 fois par 0.

Un organe spécial commandait électriquement la commutation, au moment où le potentiel voulu était atteint. Cet appareil comprenait un disque A en laiton monté à demeure sur l'arbre, et auquel un ressort amenait constamment le courant auxiliaire ; un autre disque B, en fibre, reposant sur A et portant sur une de ses génératrices une languette de laiton, en contact permanent avec A. Un ressort fixe à pointe de platine appuyait sur le pourtour, gradué à 200 parties de ce disque. C'était le passage de la languette sur ce ressort qui déterminait la commutation. On réglait celle-ci en serrant le disque B sur le disque A après avoir amené la division convenable en regard d'un trait de repère tracé sur A. La languette se trouvait passer sous la pointe à l'instant précis où le plongeur arrivait au point voulu. On pouvait ainsi obtenir 200 points du cycle.

La rotation de l'arbre, obtenue à l'aide d'un moteur à eau sous pression et de renvois, était remarquablement constante et pouvait varier entre $\frac{1}{50}$ et 4 tours par seconde.

Enfin il était facile de corriger les erreurs légères dues à la largeur de la languette de déclenchement.

Résultats expérimentaux. — Nous nous sommes proposé tout d'abord de rechercher comment varie la dissipation d'énergie avec la nature du diélectrique.

Pour cela, nous avons incorporé à de la paraffine bien pure des corps conducteurs, isolants, et médiocres conducteurs.

Les condensateurs étaient constitués par des plaques du mélange coulées sur une plaque de fonte, d'épaisseur variant entre 3 et 4 millimètres et armés de feuilles d'étain.

Ils étaient examinés sous une durée cyclique T = 1 seconde, et sous des V_{max} compris entre 63 et 88 volts.

Les résultats ont été les suivants :

Perte inappréciable :

Paraffine pure (température de fusion 52° C.).

Paraffine + 4,7 0/0 aluminium en poudre.

a) — + 4,4 0/0 charbon de lampe à arc en poudre.

— + 5,4 0/0 graphite.

— + 50,0 0/0 colophane.

— + 1 0/0 soufre.

— + 2 0/0 soufre.

— + 3 0/0 soufre.

b) Composition isolante Berthoud, Borel et C[ie] (Cortaillod).

Sciure de sapin séchée huit jours et paraffine.

Mica blanc en grande feuille, 0,10^{mm} d'épaisseur.

Paraffine colophane *a*) et composition Berthoud *b*) superposées.

Cette dernière expérience a été entreprise dans le but de vérifier cette allégation de Muraoka, que deux diélectriques sans résidu en donnent un quand on les met en contact. Le résultat, comme on le voit, a été négatif.

Nous avons essayé aussi quelques liquides contenus dans une auge plate, où plongeaient des lames de tôle.

La perte a été nulle pour l'huile de vaseline pure. En y délayant 5,9 0/0 de noir de fumée brut, nous avons obtenu une perte notable $\left[\frac{\alpha_0}{\alpha_{max}} = 0,07\right]$. La même huile filtrée, deux mois après, nous a donné $\frac{\alpha_0}{\alpha_m} = 0,03$.

Parmi les solides qui ont manifesté une viscosité sensible, mentionnons le celluloïd :

$$\frac{\alpha_0}{\alpha_m} = 0,065,$$

le verre à vitre :

$$\frac{\alpha_0}{\alpha_m} = 0,038.$$

Un autre verre blanc n'a rien donné.

En incorporant à la paraffine du noir de fumée brut en proportions diverses, nous avons obtenu le tableau suivant pour T = 1 sec.

Teneur	1 0/0	2,5 0/0	5 0/0	9,4 0/0
$\frac{\alpha_0}{\alpha_m}$	0,013	0,073	0,260	0,380.

Un mélange à 10 0/0 de noir de fumée, débarrassé de la plus grande part de ses goudrons par lavage à l'alcool et à la benzine, ne nous a donné que $\frac{\alpha_0}{\alpha_m} = 0,074$.

Enfin la glace d'eau consomme une quantité très grande d'énergie, comme le montre le tableau ci-dessous obtenu sur des lames taillées normalement à l'axe optique du cristal, et exposées à l'air sec et froid du dehors.

Température moyenne	V maximum	Energie W par cm³
— 4°,0 C.	8 volts	60.10^{-10} joules
— 4°,6 C.	8 —	55.10^{-10} —
— 8°,5 C.	8 —	233.10^{-10} —

Rôle des actions mécaniques. — On sait que les actions mécaniques, trépidations, chocs, etc., interviennent dans le magnétisme du fer pour en réduire l'hystérésis. De même, elles facilitent la réapparition des charges sur les condensateurs à résidu. On pouvait donc s'attendre à un affaiblissement de la dissipation d'énergie au sein des diélectriques sous l'action des mêmes causes.

Tel n'est point le cas, semble-t-il.

Nous avons soumis un condensateur à 9,4 0/0 de noir de fumée brut dans la paraffine, aux vibrations que déterminait, dans la caisse d'un sonomètre, un diapason à 100 vibrations doubles, mû électriquement.

Le potentiel était réglé de façon à avoir le plus fort α_0 possible au repos. On alternait les mesures, en vibration et au repos.

L'expérience a donné les résultats suivants :

α_0 (repos) 5 obs. — 73,0
α_0 (vibration) 6 obs. — 73,1.

Le résultat est donc négatif. Les vibrations n'exercent pas d'action sensible sur la perte d'énergie dans le mélange considéré.

Relation entre la dissipation d'énergie et la fréquence. — Les théories les mieux étayées sur l'expérience font prévoir que la perte

d'énergie est maximum pour une certaine fréquence et s'annule pour des fréquences nulles et infiniment grandes.

Eister a reconnu l'existence d'un pareil maximum sur un condensateur en papier paraffiné. L'allure de la courbe $W = f(T)$ obtenue par M. Beaulard sur un condensateur à diélectrique ne permet pas de prévoir la chose.

Nous avons repris cette question et nous avons déterminé la courbe $W = f(T)$ pour un condensateur à 9,4 0/0 de noir de fumée brut dans la paraffine, sous les potentiels 19,36 et 78,7 volts maximum ; T variait entre 50 secondes et 0,25 seconde.

Les aires cycliques étaient en 20 points équidistants d'abscisses avec quelques points supplémentaires aux environs de V_{max}.

Les résultats sont consignés au tableau suivant :

T_{sec},	W en joules par centimètre cube pour un tour.		
	19 volts	36 volts	73,8 volts
0,25	114 10^{-10}	526 10^{-10}	2.083 10^{-10}
0,50	121 —	540 —	2.208 —
1,00	130 —	548 —	2.190 —
2,00	134 —	598 —	2.341 —
3,00	139 —	—	—
5,00	130 —	565 —	2.272 —
10,00	118 —	546 —	2.287 —
20,00	111 —	483 —	2.083 —
50,00	89 —	412 —	—

Les courbes $W = f(T)$ montrent ainsi un maximum très net aux environs de $T = 3$ secondes. Pour des T plus grands, l'allure de la courbe est asymptotique à l'axe des abscisses. Pour des T plus petits elle s'infléchit rapidement vers l'origine.

Il est probable d'ailleurs que la position du maximum varie avec la nature du diélectrique.

Relation entre la perte d'energie et le potentiel. — Nous avons étudié cette relation sur le même condensateur que tout à l'heure, mais en prenant soin de déterminer par une expérience préalable, au moyen d'un condensateur en paraffine, les potentiels aux points précis de la rigole dont nous allions nous servir. De la sorte nous avons pu obtenir des cycles d'une très grande régularité.

Nous avons opéré sous $T = 1$ seconde et les potentiels maximum 16,7, 34 et 68 volts et obtenus pour W les valeurs :

$V_{max.}$	16,7 v.	34 v.	68 v.
W_{joules}	77,5 10^{-10}	410 10^{-10}	2.052 10^{-10}.

Avec T = 20 secondes :

$V_{max.}$	34 v.	68 v.
W_{joules}	266. 10^{-10}	1.380. 10^{-10},

Pour une même valeur de T, les cycles sont des figures semblables.

Nous avons vainement tenté de représenter ces résultats, soit par une formule parabolique du 2e degré, soit par l'expression exponentielle :

$$W = a\,V^{\varepsilon}_{max.},$$

par laquelle la plupart des auteurs ont traduit leurs résultats en y faisant généralement $\varepsilon = 2$.

M. Beaulard n'a guère été plus heureux, bien que plusieurs de ses cycles, pour une même valeur de T, répondent à la formule :

$$\frac{W_1}{W_2} = \frac{V_1^2}{V^2}$$

Nous avons toujours trouvé :

$$\frac{W^1}{W^2} > \frac{V_1^2}{V_2^2}$$

Par exemple pour T = 1 :

$$\frac{W_1}{W_2} = \frac{2.052\ 10^{-10}}{410\ 10^{-10}} = 5{,}00,$$

$$\frac{V_1^2}{V^2} = \frac{\overline{68}^2}{\overline{34}} = 4{,}00.$$

Pour T = 20, nous trouvons :

$$\frac{W_1}{W_2} = 5{,}22 \qquad \frac{V_1^2}{V_2^2} = 4{,}25.$$

La question appelle de nouvelles études.

INDEX BIBLIOGRAPHIQUE.

HESS, *Éclairage électrique*, III ; 1895.

J. CURIE, *Annales de Chim. et Phys.* 1889. *J. de Phys.*, 2e série, t. IX, p. 391 ; 1890.

HOULLEVIGUE, *Annales de l'Université de Lyon ;* 1897. *J. de Phys.*, 3e série, t. VI, p. 113, 120 ; 1897.

DU BOIS-RAYMOND, *Monatsberichte Berliner Akademie ;* 1856 et 1859.

PORTER et MORRIS, Mémoire lu à la Société royale de Londres, *Roc. R. S*, le 2 mars 1895. *J. de Phys*, 3e série, t. V, p. 34 ; 1896.

BEAULARD, *Sur l'hystérésis des diélectriques. Annales de l'Université de Grenoble*; 1900; *J. de Phys.*, 3e s., t. IX, p. 422; 1900.

KLEINER, *Viertel jahrschrift der Naturforschenden Gesellschaft Zürich*, XXXVII; 1893.

ARNO, *R. C. Accademie dei Lincei*; 1892 et 1893; — *Lumière électrique*, XLVI et XLIX. *J. de Phys.*, 3e s., t. III, p. 574; 1894.

SCHAUFFELBERG, Thèse Zürich. *Ann. Wied.*, LXV; 1898.

THRELFALL, *Phys. Rewiew*, juillet 1897. *J. de Phys.*, 3e s., t. VI, p. 696: 1897.

PELLAT, *Polarisation réelle des diélectriques. Ann. Chim et Phys.*, 7e série, t. XVIII; 1899. *J. de Phys.*, 3e s., t. IX, p. 313; 1900.

PELLAT et BEAULARD, *Comptes Rendus, Acad des Sciences*, 28 mai 1900. *J. de Phys.*, 3e s., t. X, p. 642; 1901.

MURAOKA, *Wied. Annalen*, III, 1890. *J. de Phys.*, 2e s., t. X, p. 542: 1891.

EISTER, *Zeitschrift für Electrotechnik*, Heft XII; juin 1895.

ERCOLINI. — Deformazione elettrica del vetro (Déformation électrique du verre). — *Nuovo Cimento*, 5e série, t. II; juillet 1901.

Un cas intéressant de déformation électrique du diélectrique d'un condensateur a été signalé récemment par M. Sacerdote [1]: c'est celui du condensateur cylindrique à armatures non adhérentes; par exemple: un condensateur formé d'un tube de verre mince et de deux tubes métalliques coaxiaux ne le touchant pas, l'intervalle entre ces armatures et le verre étant rempli par un diélectrique fluide quelconque; la formule relative à ce cas est:

$$\frac{\Delta l}{l} = k_1 \frac{KH^2}{8\pi} \tag{1}$$

en désignant par:

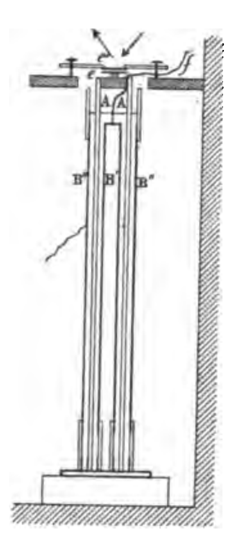
Δl, l'allongement du tube de verre produit par la charge du condensateur;
H, l'intensité du champ électrique dans le verre;
K, la constante diélectrique du verre [2];
k_1, le coefficient de variation de cette constante diélectrique par traction perpendiculaire aux lignes de force.

Cette formule présente ceci de particulier, que le coefficient k_1 y entre seul, tandis que, dans toutes les autres formules de déformation électrique des diélectriques, interviennent non seulement k_1 (et k_2), mais encore les coefficients d'élasticité de la substance diélectrique

(1) SACERDOTE, *Sur un cas particulier de déformation électrique d'un diélectrique solide isotrope* (*J. de Phys.*, 3e s., t. X, p. 196; 1901).

(2) A noter que l'allongement du tube de verre est indépendant de la nature du diélectrique fluide ambiant.

(le verre) ; il s'ensuit, comme il l'avait fait remarquer, qu'on a là un moyen commode pour élucider la question controversée du signe du coefficient k_1 (1) : il suffira de constituer un condensateur comme il vient d'être indiqué et de vcir comment se comporte le tube quand



on charge le condensateur ; selon que ce tube s'allongera, se contractera ou gardera une longueur invariable, on pourra affirmer que k_1, est positif, négatif ou nul. — C'est cette expérience que M. Ercolini vient de réaliser :

Le condensateur. — Un tube de verre A (choisi d'épaisseur bien uniforme) et deux tubes métalliques B', B″ (prolongés par des tubes de verre de quelques centimètres qui serviront d'isolants) sont mastiqués à leur partie inférieure dans un solide support L, de façon à ce que leurs axes coïncident aussi bien que possible.

Après avoir soigneusement desséché l'appareil, on remplit les intervalles qui séparent A des deux armatures avec du pétrole ou de l'huile d'olive, jusqu'à noyer B' de quelques centimètres ; on relie l'armature externe B″ au sol, et on met l'interne B' en communication par un fil f avec une machine électrique ; un micromètre à étincelles

(1) La détermination du coefficient k^1 a fait l'objet de plusieurs séries de recherches dans lesquelles on étudiait la variation de capacité que subit un condensateur cylindrique, quand on le soumet à une traction (voir SACERDOTE, *loc. cit.*, p. 200) ; mais ces recherches excessivement délicates ont donné des résultats contradictoires, non seulement comme grandeur, mais même comme signe.

permet d'apprécier le potentiel de charge. Voici les dimensions de l'un des appareils :

Diamètre extérieur de A (16^{mm}, 33);
Diamètre intérieur de A (15^{mm},30)
Distance entre A et les armutures (environ 2 millimètres;
Longueur des armatures (550 millimètres).

L'*allongement du tube de verre* était observé par la méthode de Fizeau: les franges d'interférence étaient produites par la lumière du sodium entre une lame l portée par le tube A et une autre lame fixe l' soutenue par un trépied à vis, qui repose sur une solide console en bois adaptée au mur; on observe le déplacement des franges par rapport à 5 points de repère marqués sur l'.

L'appareil était protégé par des écrans contre le rayonnement calorifique extérieur.

Résultats. Ces expériences uniquement *qualitatives* ont donné les résultats suivants:

Tous les tubes de verre expérimentés ont subi au moment de la charge un allongement, qui disparaissait par la décharge (1).

Cet allongement était nettement manifesté par un déplacement des franges, très sensiblement le même par rapport aux différents points de repère marqués sur l'; il était d'autant plus grand que le potentiel de charge était plus élevé et le tube de verre plus mince (conformément à la théorie).

En outre de cet allongement on observe des *déplacements latéraux* accusés par des mouvements des franges très irréguliers et en sens divers par rapport aux divers points de repère; ces déplacements latéraux, qu'on n'a jamais pu éviter complètement, sont probablement dus à des inégalités d'épaisseur du tube de verre A et aussi à ce que les axes des trois tubes ne coïncident certainement pas rigoureusement.

La conclusion de ce travail est donc (2):

---

(1) M. More, dans une expérience analogue à celle de M. Ercolini, n'avait observé aucun allongement du tube; la cause en était que, par suite des dimensions de son appareil, l'allongement du tube (prévu théoriquement) était trop petit pour être appréciable avec son procédé d'observation (Voir: Sacerdote, *Note au sujet d'un mémoire de M. L.-T. More. J. de Phys.*, 3e série, t. X, p. 200; 1901).

(2) Conformément à celle obtenue par une autre voie par MM. Cantone et Sozzani (*Nouvelles recherches sur les déformations des condensateurs*) (Voir *J. de Phys.*, 3e série, t. X, p. 281; 1901).

Le coefficient k_1 est positif, c'est-à-dire la *constante diélectrique du verre augmente par traction perpendiculaire aux lignes de force.*

P. Sacerdote.

J. DEWAR. — Bakerian Lecture. The Nadir Temperature and Allied Problems. — I. Physical Properties of Liquid and Solid Hydrogen. — II. Separation of Free Hydrogen and other Gases of Air. — III. Electric Resistance Thermometry at the Boiling Point of Hydrogen. — IV. Experiments on the Liquefaction of Helium at the Melting Point of Hydrogen. — V. Pyro-electricity, Phosphorescence, etc. (Le zéro absolu de température et problèmes connexes. — I. Propriétés physiques de l'hydrogène liquide et solide. — II. Séparation d'hydrogène libre et d'autres gaz de l'air. — III. Thermomètrie à l'aide des résistances électriques au point d'ébullition de l'hydrogène. — IV. Expériences sur la liquéfaction de l'hélium au point de solidification de l'hydrogène. — V. Pyro-électricité, Phosphorescence, etc.). — *Proc. of the R. Soc.*, t. LXVIII, p. 360-366; 1901.

Cette note n'est qu'un extrait, déjà très résumé, de résultats qui seront sans doute développés dans des mémoires ultérieurs.

I. — Le thermomètre à hélium, qui marque 20°,5 absolus à la température d'ébullition de l'hydrogène, marque 16° au point de solidification de ce gaz. La température la plus basse relevée avec un thermomètre à gaz est, jusqu'ici, de 14°,5; mais on peut espérer, avec un meilleur isolement et un vide plus parfait, atteindre 13° absolus.

La chaleur latente de l'hydrogène liquide à son point d'ébullition est d'environ 200 calories; sa chaleur latente de liquéfaction ne peut excéder 16 calories, mais est peut-être moindre. Enfin la chaleur spécifique de l'hydrogène liquide est environ 6, tandis que celle de l'azote, mesurée par la même méthode au voisinage de son point d'ébullition, est seulement 0,43, ce qui donne 6 pour la chaleur spécifique moléculaire. L'hydrogène liquide obéirait donc à la loi de Dulong et Petit, et sa chaleur spécifique serait la plus grande de toutes les chaleurs spécifiques connues.

Les constantes capillaires de l'air liquide, de l'hydrogène liquide et de l'eau, sont entre elles comme les trois nombres 1, 5 et 33. L'indice de réfraction de l'hydrogène liquide est 1,12.

II. — Deux méthodes, que l'auteur ne décrit pas en détail, ont permis de retirer de l'air liquide les gaz dissous, beaucoup plus volatils. On a trouvé de l'hydrogène et du néon. Après avoir éliminé l'hydrogène, on peut solidifier le néon, en refroidissant, dans l'hydrogène liquide, le mélange qui le contient.

Les gaz moins volatils que l'air, comme le xénon et même le crypton, peuvent être isolés même sans liquéfier l'air. Il suffit, pour cela, de faire passer un courant d'air à travers un tube rempli de coton de verre, et refroidi dans de l'air liquide. On laisse le tube revenir à la température ordinaire, on fait le vide à l'aide de la trompe, et on recueille le xénon et le crypton.

III. — On a refroidi un grand nombre de résistances métalliques jusqu'à la température de l'hydrogène liquide, et reconnu que leur graduation, faite à des températures supérieures, ne convient plus à cette température très basse. Le thermomètre à résistance d'or, qui s'écarte le moins du thermomètre à hélium, donne 23°,5 au lieu de 20°,5 absolus, tandis que le thermomètre à résistance de cuivre ou de fer donne des valeurs de la température inexactes de 26° et de 32°.

Il y a lieu de remarquer que les résistances métalliques, à la température d'ébullition de l'hydrogène liquide, ne représentent plus que de faibles fractions de leur valeur, évaluée dans la glace fondante. Avec le cuivre, la résistance se réduit au 105ᵉ, avec l'or au 30ᵉ, avec le platine à une fraction variable du 35ᵉ au 17ᵉ, avec l'argent au 24ᵉ, enfin, avec le fer, au 13ᵉ seulement de sa valeur à 0° centigrade.

IV. — De l'hélium provenant de la source de Bath, purifié par son passage à travers un tube en U plongé dans l'hydrogène liquide, était reçu dans un tube de Cailletet, comprimé à 80 atmosphères en présence de l'hydrogène liquide et subitement détendu. Il se formait un brouillard, dû à la condensation d'un solide, qu'on pouvait arriver à éliminer par une série de compressions et de détentes successives. Ce solide était sans doute du néon. Le gaz purifié, refroidi à 16° absolus et comprimé à 100 atmosphères, ne manifestait plus trace de brouillard. L'auteur en conclut que la température critique de l'hélium pur doit être inférieure à 9° absolus. Il fait cependant observer que l'indice de réfraction de l'hélium liquide devant théoriquement être voisin de 1,03 seulement, il n'est pas certain qu'un brouillard formé par des gouttelettes de ce liquide soit bien commodément observable.

L'espoir de liquéfier l'hélium, dont le point d'ébullition est sans doute voisin de 5° absolus, ne semble pouvoir se réaliser qu'à la condition de traiter l'hélium comme on a déjà traité l'hydrogène. C'est donc l'hydrogène liquide qui devrait remplacer l'air liquide comme premier agent de réfrigération. A l'aide de l'hélium liquide, on pour-

rait espérer produire des températures de 5° absolus. Mais, pour atteindre un degré absolu, il faudrait avoir isolé d'abord un gaz s'éloignant autant de l'hélium que l'hélium s'écarte de l'hydrogène, soit, par exemple, un gaz du groupe de l'hélium ayant un poids atomique égal à 2, c'est-à-dire moitié de celui de l'hélium.

V. — Les phénomènes de phosphorescence offerts par des substances organiques refroidies dans l'air liquide s'exagèrent beaucoup dans l'hydrogène liquide.

Certains cristaux, placés dans l'hydrogène liquide, deviennent momentanément lumineux; par exemple, certains platinocyanures et le nitrate d'urane. Cette luminescence, que l'auteur attribue à des actions électriques, se produit aussi pendant le réchauffement des cristaux. Un cristal de nitrate d'urane s'électriserait de façon à attirer rapidement à lui toutes les parcelles solides en suspension dans l'air liquide, habituellement trouble, et qui, dans ces conditions, devient limpide en quelques instants.

E. B.

JOURNAL DE LA SOCIÉTÉ PHYSICO-CHIMIQUE RUSSE;

Année 1900; vol. XXXII.

A. PETROWSKI. — Sur la distribution du potentiel dans un milieu hétérogène. P. 1-36 (Voir *C. R.*, CXXX, p. 112, — *Lum. él.*, vol. XXII, n° 4).

W. IGNATOWSKI. — Remarque relative au mémoire précédent. — P. 137-140.

Le mémoire de M. Petrowski est purement mathématique : l'auteur traite successivement le condensateur plan, sphérique et cylindrique, dont l'isolateur est formé par des couches de nature différente. Ensuite, il discute la distribution du potentiel dans un milieu sphérique semi-conducteur, produite par une source d'électricité constante ou soumise à des variations d'intensité harmoniques; ainsi que la capacité d'une sphère semi-conductrice.

M. Ignatowski remarque que la deuxième partie du mémoire contient une contradiction : la supposition que le champ magnétique est une fonction du rayon seul implique son indépendance du temps, c'est-à-dire l'absence de tout phénomène dynamique.

N. SCHILLER. — Données expérimentales et définitions formant la base de la deuxième loi de la thermodynamique. — P. 37-59.

L'auteur établit quelques lemmes, fondés uniquement sur des données indépendantes de l'équivalence de la chaleur et du travail, et conduisant à la conclusion que les procès cycliques réversibles ne peuvent pas faire accroître sans limite la température d'un corps thermiquement isolé. Dans un mémoire antérieur (1), il a déjà démontré que ce fait conduit aux mêmes conséquences que la deuxième loi de la thermodynamique, et peut être considéré comme son équivalent.

V. BERNASKI. — Emploi d'une lampe à incandescence pour la démonstration des expériences de Hertz et de Marconi. — P. 50-52.

Une petite lampe de 5 volts commence à émettre la lumière quand le cohéreur, devenu conducteur, fait agir le relai. Cet arrangement simple convient mieux pour un auditoire nombreux, qu'un galvanomètre, ou une autre sonnerie, dont le son est souvent rendu indistinct par le bruit de l'étincelle.

Th. INDRICSON. — Expériences sur les étincelles électriques globulaires. P. 53-57.

En répétant les expériences de M. Leduc (2), l'auteur a constaté une différence entre les étincelles globulaires, obtenues sur la surface d'une plaque photographique et celles de M. Planté, dont la boule se formait à l'anode et non à la cathode. Sur la plaque photographique, le globule se forme à la cathode ; il creuse un sillon visible dont le contour est suivi par les décharges consécutives, à moins qu'on n'augmente considérablement la différence des potentiels Une couche de fleur de soufre s'oppose au passage de la décharge globulaire. Il paraît possible que la lumière intense de l'électrode négative produise une décomposition du granule le plus proche du bromure d'argent, qui devient à son tour lumineux et décompose un granule voisin, préparant ainsi une voie à l'écoulement de l'électricité.

(1) Voir *J. de Phys.*, 3e série, t. VII, p. 674; 1898.
(2) *C. R.*, CXXIV, 37; et *J. de Phys.*, 3e série, t. X, 409; 1901.

A. MITINSKI. — Sur un nouveau principe d'action des pompes à eau. — P. 61-62.

Il existe une forme de pompe (pompe de Voss), à deux cylindres parallèles, réunis de manière à former un tube en U, dont les deux pistons, munis de clapets, s'ouvrent dans des directions opposées, montent et descendent simultanément, de façon à donner un courant d'eau continu. L'auteur établit une formule, démontrant que la force vive de la colonne d'eau, dans tout l'appareil, agit comme un volant régulateur de vitesse, d'autant plus efficace que la vitesse et la masse de cette eau sont plus considérables.

W. LERMANTOFF. — Sur une méthode pour déterminer, par une expérience directe, la perte de la chaleur par les murs d'un édifice. — P. 62-63.

Une surface déterminée du mur est recouverte hermétiquement d'une caisse à parois en liège aggloméré, mauvais conducteur de la chaleur; des thermomètres sont placés dans l'intérieur de la caisse et dans la chambre. En outre, la caisse contient un fil en constatant de résistance connue, que l'on peut chauffer à l'aide d'un courant d'intensité connue. Si l'on parvient, en réglant cette intensité, à obtenir, pour quelque temps, l'égalité de température de l'air de la caisse et de celui de la chambre, on peut conclure que toute la chaleur développée par le fil traversé par le courant pendant l'unité de temps, est transmise par le mur pendant la même période; car, à cause de l'égalité des températures, la transmission de la chaleur à travers les parois de la caisse est nulle. Ce procédé ne peut être considéré comme rigoureux : la distribution de la chaleur dans la couche d'air adjacente au mur ne sera pas identique sous la caisse et dans les parties du mur libre. Néanmoins l'approximation est beaucoup meilleure que celle que l'on obtient en calculant d'après les coefficients obtenues au laboratoire, sur des échantillons bien différents de ceux qui entrent dans la composition du mur. Quelques expériences préliminaires ont été faites par l'auteur, avec le concours de M. B. Soubareff; mais les expériences définitives auront lieu dans le nouvel édifice de l'Institut de Physique de l'Université de Saint-Pétersbourg, où l'on a ménagé, pendant la construction, des parties de mur diversement orientées et exécutées par diverses méthodes, pour servir à ces expériences.

P. Van der VLIETH. — Nouvel appareil de démonstration pour la conductibilité thermique d'un mur indéfini. — P. 63-64.

Une barre de fer de 5 × 5 centimètres de section est chauffée à l'un de ses bouts par un courant de vapeur d'eau et refroidie à l'autre par un courant d'eau à la température ambiante. La surface latérale de cette barre est recouverte d'une couche épaisse de feutre et de liège aggloméré. Une série de six thermomètres est placée dans des trous, forés jusqu'à la ligne centrale de la barre. Après une demi-heure de chauffe, les thermomètres arrivent à une température stationnaire, et le diagramme des températures observées coïncide presque complètement avec la droite théorique.

J. FOTSCHIDLOWSKI. — Deux expériences de cours, relatives à la capillarité. — P. 66.

Pour démontrer la dépression capillaire du mercure, l'auteur emploie un vase en forme de prisme aigu, et pour obtenir une formation lente et régulière des gouttes liquides, il verse, à l'aide d'une pipette, sur la surface, de l'huile de vaseline, un mélange d'eau et d'alcool, de densité un peu plus grande, coloré par de la fuchsine. Une goutte se forme sous la surface de l'huile, s'allonge et finit par tomber au fond, en simulant toutes les formes consécutives d'une goutte tombant librement dans l'air.

P. RYBKINE. — Sur la périodicité des phénomènes atmosphériques. Ire partie. — P. 67-74.

En étudiant les cartes synoptiques de la distribution des pressions en Europe ; l'auteur constate que la présence d'un minimum au sud de la Russie en même temps que celle d'un minimum à l'est de la Russie, au nord de la péninsule scandinave et en Angleterre, provoque invariablement la formation d'un maximum indépendant en Europe centrale.

J. BORGMAN. — Luminescence d'un gaz raréfié entourant un fil conducteur en communication avec l'un des pôles d'une bobine Ruhmkorf. — P. 75-81.

M. Borgman s'est proposé d'étudier en détail le phénomène connu de la luminescence d'un fil conducteur nu, communiquant à l'un des

pôles de la bobine de Ruhmkorf, dont l'autre est mis à la terre. Pour pouvoir faire varier la pression du gaz ambiant, le fil a été tendu le long de l'axe d'un tube en verre de 50×6 centimètres. Un interrupteur à micromètre et un condensateur à air de Kohlrausch étaient introduits en dérivation. Quand l'étincelle de l'interrupteur ne dépassait pas 3 millimètres et le fil était négatif, il apparaissait entouré d'une gaine lumineuse continue.

W. IGNATOWSKI. — Action des courants alternatifs sur l'électrodynamomètre. P. 85-96.

La formule d'Oberbeck se rapportant uniquement aux courants alternatifs harmoniques, l'auteur a cherché à résoudre le cas des courants alternatifs quelconques. L'angle de déviation et de la bobine mobile de l'électrodynamomètre, dont la position d'équilibre est parallèle à la direction du méridien magnétique, a été trouvé égal à :

$$\alpha = \frac{A}{TD}\int_0^T II'dt + \frac{BH}{TD}\int_0^T I'dt.$$

L'angle de déviation δ, pour la bobine placée normalement au méridien magnétique :

$$\delta = \frac{\frac{A}{TD}\int_0^T II'dt}{1 - \frac{BH}{TD}\int^T I'dt}.$$

A est ici la constante de l'appareil, D le couple de torsion de la suspension bifilaire, H l'intensité de la composante horizontale du champ magnétique terrestre, et B le couple qu'il excerce sur la bobine mobile, traversée par un courant égal à l'unité, I, l'intensité du courant de la bobine fixe, I′ celle du courant de la bobine mobile et T leur période commune.

N. HESEHUS. — Constantes diélectriques et tensions superficielles des mélanges de chloroforme avec l'éther et de l'alcool avec de l'eau. — P. 97-102.

L'auteur a recueilli quelques faits nouveaux, à l'appui de son idée sur la connexion entre l'électrisation au contact et la tension super-

ficielle [1]. Les résultats des expériences de J.-C. Philip et de W.-D. Coolidge ont établi que le mélange de 32 0/0 d'éther et de 68 0/0 de chloroforme possède une constante diélectrique maximum, dépassant celles des deux liquides. Les expériences de Rodenbeck sur la tension superficielle des mélanges des mêmes liquides, ainsi que celles faites par M. A. Georgiewski, d'après les indications de l'auteur, ont donné un maximum relatif notable de la tension superficielle pour les mélanges de composition moyenne. Pour le mélange d'eau et d'alcool, la coïncidence est encore plus marquée, d'après les mesures des constantes diélectriques, faites par M. Fereschine et des tensions superficielles, faites par M. A. Georgiewski.

A. APHONASSIEFF. — Expériences sur l'action de quelques minéraux sur une plaque photographique. — P. 103-106.

Une cinquantaine de minéraux a été soumise aux expériences, d'après la méthode usuelle. L'action la plus intense a été observée pour les échantillons contenant beaucoup d'urane ou de thorium. Un minéral récemment découvert en Finlande, le « laranskite », ne contenant ni urane, ni thorium, a donné cependant une empreinte appréciable.

A. GROUSINOFF. — Sur la modification de la composition chimique de l'air liquide pendant son évaporation. — P. 107-114.

Le poids de l'air liquide, contenu dans un réservoir de Dewar, a été déterminé plusieurs fois, ainsi que la teneur en oxygène du gaz, recueilli dans les intervalles des pesées. L'évaporation de 500 centimètres cubes d'air liquide dure soixante et une heures dans un réservoir argenté, et seulement six heures dans un réservoir non argenté ; néanmoins la loi du changement de teneur en oxygène reste la même, et peut être exprimée graphiquement par une parabole dont la convexité est tournée vers l'axe des abscisses. En commençant par 21 0/0, la teneur en oxygène monte jusqu'à 100 0/0 vers la fin de l'évaporation.

---

(1) Voir *J. de Phys.*, 3e série, t. X, p. 153 ; 1901.

N. HESEHUS. — Dimension commune du potentiel et de la tension superficielle. P. 115-126.

En cherchant à consolider ses idées sur la connexion entre l'électricité de contact et la tension superficielle, l'auteur remarque que, dans le système général des unités électriques et magnétiques, proposé par M. Joubin (1), ces deux quantités ont mêmes dimensions $M.T^{-2}$ et discute les travaux de Schreiber, Lodge et autres sur le même sujet.

N. HESEHUS. — Flamme électrique et foudre globulaire. — P. 127-129.

L'interrupteur électrique de Wehnelt (2), avec la bobine de Ruhmkorf, a fourni à l'auteur un moyen pour reproduire aisément au laboratoire la flamme électrique et la foudre globulaire. Il faut pour cela produire la décharge entre une éponge, imbibée d'eau et la surface de l'eau, servant d'électrodes, ou entre deux petits jets d'eau salée. Le moindre souffle met en mouvement la flamme électrique ainsi produite ; le mouvement est accompagné de crépitations caractéristiques. Un jet de vapeur d'eau présente une résistance trop grande pour produire une décharge disruptive ; mais, sous l'influence de la charge, il s'épaissit, prend une coloration brun bleuâtre, et un mouvement tourbillonnaire, le tout rappelant un nuage orageux.

N. SMIRNOFF. — Sur la réflexion de la lumière sur une surface à courbure négative. — P. 134-136.

Un miroir métallique, formé d'une portion de la surface intérieure

(1) *J. de Phys.*, 3e série, t. V, 398 ; 1896, et t. VI, p. 57 ; 1897.

(2) Je profite de l'occasion pour revendiquer la priorité de l'invention de l'interrupteur électrolytique pour feu M. Slouguinoff. Il a le premier reproduit ce phénomène et constaté la discontinuité périodique du courant. Malheureusement, dans ces temps-là, il n'avait pas à sa disposition des courants dépassant 7 à 8 ampères, de sorte qu'il n'avait nul moyen de développer son invention. Les premières expériences ont été faites, en 1878, au laboratoire de l'Université de Saint-Pétersbourg (*Note de l'auteur de l'analyse*).

[Nous pourrons faire observer que le phénomène lui-même avait été observé depuis longtemps par divers auteurs, notamment MM. Violle et Chassagny. Il semble bien néanmoins que M. Wehnelt, le premier, ait eu l'idée de l'utiliser pour en faire un interrupteur de bobine d'induction susceptible de remplacer les trembleurs ou interrupteurs électromécaniques. R.]

d'un tore dont l'axe est horizontal, donne une image directe et non symétrique de l'observateur, c'est-à-dire qu'il voit sa main droite à gauche, tandis que sa tête est en haut et ses pieds en bas, comme s'il contemplait un *alter ego*, tournant sa face vers lui. La surface du miroir est de révolution, et peut être formée sur le tour, en creusant sur la surface extérieure d'un cylindre une rainure de section semi-circulaire.

W. TSCHEGLIAEFF. — Etudes expérimentales sur la décharge d'un condensateur par l'étincelle. — P. 141-210.

En 1830, Fitzgerald a employé le galvanomètre pour l'étude des vibrations hertziennes, sans donner l'explication du mode de cette action. Les discussions de MM. Hagenbach, Zehnder et Poincaré ont induit l'auteur à approfondir la partie expérimentale de la question en employant le système connu de Hertz-Lecher.

Les phénomènes observés par l'auteur sont trop compliqués pour que l'on puisse en donner une description succincte.

P. BACHMETIEFF. — Sur la surfusion. — P. 213-241.

En étudiant la température propre des insectes, l'auteur a constaté que les liquides de leur organisme sont susceptibles de surfusion, quand on abaisse convenablement la température de l'insecte vivant. Pour déterminer les conditions nécessaires à la production de ce phénomène, l'auteur a entrepris une série d'expériences sur divers liquides, dans diverses conditions. On obtient généralement un abaissement de température du liquide d'autant plus considérable que sa masse et la vitesse de son refroidissement sont moindres.

(Vol. XXXIII, 1901, n° 1-6.)

N. HESEHUS. — Electrisation par contact et dureté. — P. 1-22.

En poursuivant ses études, M. Hesehus fait ressortir les faits suivants : La dureté des corps solides joue, par rapport à l'électrisation, le même rôle que la tension superficielle pour les liquides : le diélectrique le plus dur s'électrise positivement. L'inverse a lieu pour le contact des métaux ; le moins dur s'électrise positivement. De

deux corps de compositions identiques, celui dont la surface est mieux polie devient positif. Ces faits sont en concordance avec la théorie moderne des ions, si l'on considère avec l'auteur que l'électrisation est le résultat d'une certaine tendance des corps en contact à égaliser leurs propriétés superficielles par le transport mutuel des ions négatifs.

Mlles A. SERDOBINSKAIA et A. EMELIANOVA. — Détermination des chaleurs spécifiques des métaux d'après la vitesse de refroidissement. — P. 23-28.

Le métal avait la forme d'un fil délié, d'à peu près 500 millimètres de longueur, tendu horizontalement, chargé en son milieu d'un petit poids et traversé par un courant d'intensité connue. D'après M. Tereschine [1], on détermine la température du fil, dont le coefficient de dilatation doit être connu, en mesurant la flèche initiale produite par la tension du poids et son accroissement. En mesurant l'intensité du courant I et la différence des potentiels aux deux bouts du fil, on a calculé le nombres de grammes-calories q, développé par le courant en une seconde, d'après la formule :

$$q = 0{,}24\ \mathrm{I}\,(\mathrm{V}_1 - \mathrm{V}_2).$$

En faisant varier la température du fil, on a trouvé l'expression empirique de q en fonction de t et des constantes a, b :

$$q = a(t - t_0) + b\,(t - t_0)^2$$

Après cela, on a observé le temps z, nécessaire pour le refroidissement du fil, du poids de p gramme de t_1, à t_2, quand le courant a été rompu. La chaleur spécifique c, a été calculée par la formule :

$$C = \frac{az}{p \text{ log. nat. } \dfrac{(t_1 - t_0)\,\{a + b\,(t_1 - t_0)\}}{(t_2 - t_0)\,\{a + b\,(t_2 - t_0)\}}}$$

Pour un fil de platine :

$$a = 0{,}009545,\ b = 0{,}0000336,\ p = 4{,}425 \text{ gr.}$$
$$C = 0{,}0319, \text{ entre } 27^\circ \text{ et } 207^\circ.$$

Pour un fil d'or :

$$a = 0{,}008205,\ b = 0{,}00003580,\ p = 0{,}117 \text{ gr.}$$
$$C = 0{,}0318.$$

---

(1) *J. de Phys.*, 3e sér., t. VIII, p. 672; 1899.

N. ORLOF. — **Figures électriques dans le champ d'un fil électrisé.** — P. 29-33.

L'auteur a trouvé le moyen de fixer sur une plaque de verre l'empreinte des décharges et des lueurs que MM. Borgman, Pflaun, Tommasina et autres ont observé à la surface d'un fil isolé et mis en connexion avec l'un des pôles de la bobine de Ruhmkorff. Pour cela, il pose, sous le fil bien isolé et tendu horizontalement, une bande de verre induit d'un mastic, formée de 8 parties de colophane, 2 de cire et 14 de baume de Canada; il ferme un instant le courant primaire de la bobine et saupoudre le verre d'un mélange de minium et de soufre. En chauffant le verre, on fixe les figures obtenues.

J. PLOTNIKOFF. — **Expériences sur l'oscillation de la lumière des lampes alimentées par des courants alternatifs.** — P. 61-65.

L'oculaire d'un photomètre de Lummer et Brodhun a été muni d'un miroir incliné à 45°, de sorte que l'observateur pouvait placer son œil de côté. Le photomètre a été éclairé par une première lampe à incandescence, alimentée par des accumulateurs et par une seconde alimentée par un courant alternatif. Le même courant mettant en mouvement un petit moteur synchrone, dont l'axe portait un cylindre muni d'une fente, recouvrant le miroir placé en face de l'oculaire. Grâce à cette disposition, l'œil de l'observateur recevait la lumière seulement pendant un moment, correspondant à une phase du courant que l'on pouvait changer à volonté. L'intensité d'une lampe à arc varie de 50 0/0, et celle d'une lampe à incandescence, de 6 à 7 0/0, pendant une période du courant.

A. APHONASSIEFF et E. LOPOUHINE. — **Sur la capacité électrique d'un tube de Geissler.** — P. 73-77.

Les auteurs ont trouvé, d'après la méthode de MM. Borgman et Petrowski [1], que la capacité électrique d'un tube de Geissler est une fonction de la pression du gaz. De 0,71 unités C. G. S. à 770 millimètres, elle augmente jusqu'à 4,57 à 1 millimètre, puis elle descend

(1) *J. de Phys.*, 3e sér., t. X, p. 154; 1901.

un peu et devient 3,95 à 0,03 milimètre, limite de la raréfaction obtenue. Le caractère de la luminescence change parallèlement à la capacité du tube : aux grandes pressions, le bout de l'électrode réunie à la bobine est seul lumineux ; peu à peu la lumière prend la forme d'un fuseau lumineux ; mais, à la raréfaction correspondante au maximum de capacité, elle perd la forme d'un fuseau et remplit tout le tube. La stratification de la lumière ne commence que quand la pression du gaz devient encore moindre.

L'Annuaire du Bureau des Poids et des Mesures russes 1900, vol. 5, contient un mémoire unique, ayant rapport à la physique :

M. IVANOF. — Etalons de la force électromotrice du Latimer Clark du Bureau central des Poids et Mesures. — P. 36-59.

Les expériences de l'auteur ont donné, pour les étalons du type Rayleigh, fabriqués et employés au Bureau, la formule suivante :

$$E_t = 1{,}43289 - 0{,}0011975\ (t - 15) - 0{,}00000583\ t - 15)^2 \text{ V. internat.}$$

W. Lermantoff et W. Ignatowski.

TRAVAUX NÉERLANDAIS.

V.-H. JULIUS. — Phénomènes sur le soleil expliqués par la dispersion anomale de la lumière. — *Archives Néerlandaises*, 2e série, t. IV, p. 155.

Le Dr A. Schmidt a reconnu le premier l'importance des phénomènes de réfraction dans l'étude de l'image optique du soleil ; M. Julius s'attache à montrer aujourd'hui le rôle considérable que paraît jouer la dispersion anomale dans l'explication d'une foule de particularités observées au bord du soleil et dans les taches.

M. Julius a répété les expériences de M. H. Becquerel sur la réfraction des vapeurs de sodium ; comme lui, il a vu que, pour des longueurs d'onde plus grandes que λ_{D_1} ou λ_{D_2}, il y a un excès de réfraction d'autant plus grand qu'on s'approche davantage de la région de l'absorption ; pour les λ plus petits que λ_{D_1} ou λ_{D_2}, l'indice de réfraction diminue rapidement quand il approche des raies d'absorption.

Toutefois M. Julius trouve que la longueur des raies D_1 et D_2 est au plus de 0,01μμ, alors que les dessins de M. H. Becquerel indiquent une largeur dix fois plus grande ; il en tire la conséquence suivante :

« Lorsque la lumière émanant d'une source qui donne un spectre continu, traverse un espace où de la vapeur de sodium se trouve disséminée irrégulièrement, les rayons voisins des raies D dévieront bien plus fortement que les autres de leur position première. Le maximum de déviation aura lieu pour les λ_{D_2}, qui diffèrent si peu de λ_{D_1} qu'on peut à peine les distinguer de la lumière du sodium. Il se peut donc que, d'une vapeur de sodium faiblement lumineuse, dans une direction qui s'écarte de celle des rayons énergiques qui la traversent, semble émaner une lumière assez intense qui présente une ressemblance forte, mais trompeuse, avec la lumière du sodium. »

Cette première conséquence, absolument indépendante de l'idée qu'on se forme de la nature de la photosphère solaire, permet d'expliquer, sans recourir au principe de Doppler-Fizeau, les bizarreries des raies de la chromosphère. M. Julius en conclut qu'on peut attribuer une partie de la lumière que nous envoient la chromosphère et les protubérances au rayonnement propre des gaz qui s'y trouvent ; une autre partie, probablement assez importante, est de la lumière réfractée de la photosphère.

L'auteur donne ensuite une explication succincte du phénomène des taches solaires, fondée en partie sur la théorie de la photosphère de Schmidt et sur la conséquence suivante tirée de ces expériences précitées :

« Si l'on examine au spectroscope la lumière qui a traversé, à peu près en ligne droite, un espace rempli de vapeur de sodium, il se peut qu'on trouve à la place occupée par les raies D de larges bandes sombres dues à ce qu'une notable partie de la lumière voisine des raies D a subi une forte déviation et n'a pu atteindre la fente du spectroscope. »

J. D. Van der WAALS. — L'équation d'état et la théorie du mouvement cyclique. *Archives Néerlandaises*, 2e série, t. IV, p. 231.

Pour arriver à l'équation bien connue de Van der Waals :

$$\left(p + \frac{v^2}{a}\right)(v - b) = RT,$$

on admet que les molécules sont des systèmes invariables, quelles que soient la température et la pression; si les dimensions moléculaires se modifient avec les circonstances, les paramètres a et b ne peuvent plus être considérés comme des constantes absolues. L'auteur remarque que, lorsqu'il a mis autrefois à l'épreuve son équation d'état au moyen des expériences d'Andrews sur CO^2, il a trouvé b croissant avec la température et qu'il n'a pas tenu compte de cette variation, uniquement parce qu'elle était inconnue: aujourd'hui il se propose de chercher une équation d'état dans l'hypothèse où les dimensions moléculaires sont fonctions de p et de T.

Pour des corps à molécules complexes, l'équation du viriel conduit à l'équation d'état:

$$(p + N)(v - b) = \Sigma \frac{1}{3} mV_r^2 = RT.$$

Or la forme la plus générale de l'énergie intérieure ε de la molécule est:

$$\varepsilon = F(T) + P_v - T\left(\frac{\partial P_v}{\partial T}\right)_v + P_b - T\left(\frac{\partial P_b}{\partial T}\right)_b,$$

P_v étant une fonction de v telle que $N = \left(\frac{\partial P v}{\partial v}\right)$, et P_T une fonction de b et de T intimement liée aux forces qui maintiennent la molécule. Comme, d'autre part, on a:

$$\left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial v}\right)_T = T\left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_v - p,$$

en remplaçant ε par sa valeur et p par l'expression $p = \frac{RT}{v - b} - N$, on obtient une relation entre les dérivées partielles de b par rapport à v et à T qui peut prendre la forme:

$$(1) \qquad \frac{RT^2}{(v - b)^2}\left(\frac{\partial b}{\partial T}\right)_v = \left\{\left(\frac{\partial P_b}{\partial b}\right)_T - T\frac{\partial^2 P_b}{\partial T d_b}\right\}\left(\frac{\partial b}{\partial v}\right)_T.$$

et dont une solution possible est donnée par:

$$(2) \qquad \left\{p + \left(\frac{\partial P_v}{\partial v}\right)_T + \left(\frac{\partial P_b}{\partial b}\right)_T\right\}(b - b_0) = \gamma RT;$$

dans l'équation précédente, b_0 est la valeur de b pour $T = o$ ou à une pression infiniment grande: c'est donc le volume limite de la molécule.

La façon dont l'auteur est arrivé à l'équation (2) laisse des doutes sur la constance de γ et sur la question de savoir s'il n'y a pas d'autres formes vérifiant l'équation différentielle (1); c'est pourquoi il a cherché si, par hasard, la théorie du mouvement cyclique de Helmholtz et de Boltzmann ne permettrait pas de dissiper l'une ou l'autre de ces incertitudes.

Dans cette seconde théorie, M. Van der Waals écarte le cas où P_b est fonction de la température, et il retrouve aisément la formule (2), aussi bien dans l'hypothèse où la molécule est monoatomique que quand elle est diatomique; il en est de même encore, moyennant quelques restrictions, dans le cas où la molécule est triatomique (il faut deux équations distinctes pour représenter le mouvement atomique).

L'auteur est ensuite conduit à poser :

$$P_b = \alpha (b - b_0) \quad \text{ou} \quad \frac{\partial P_b}{\partial b} = \alpha (b - b_0),$$

et, après les considérations théoriques par lesquelles il lui semble que l'expression la plus rationnelle de la pression moléculaire est toujours celle que l'on obtient en admettant :

$$\frac{\partial P v}{\partial v} = \frac{a}{v^2},$$

il se borne finalement à examiner si l'équation :

$$\left\{ p + \frac{a}{v^2} + \alpha (b - b_0) \right\} (b - b_0) = b\mathrm{RT},$$

dans laquelle f est compris entre 0 et 1 donne une bonne loi de variation de b en fonction de v.

M. Van der Waals démontre qu'en supposant ainsi $a = C^{te}$ et b fonction de v, on fait disparaître la plupart des imperfections reprochées à l'ancienne équation d'état; quelques singularités seulement restant inexpliquées. Pour savoir si b varie d'une façon appréciable avec la température, il faudrait disposer d'expériences de compressibilité très précises et faites non seulement dans des limites de pression étendues, mais surtout dans un intervalle de température beaucoup plus grand que celui des expériences que l'on possède aujourd'hui.

F.-A.-H. SCHREINEMAKERS. — De l'équilibre dans les systèmes de trois constituants avec deux ou trois phases liquides possibles. — 6e mémoire. — *Archives Néerlandaises*, 2e série, t. IV, p. 270.

Dans ce nouveau mémoire [1], l'auteur traite de l'influence des acides tartriques droit et vinique sur la température critique du mélange eau-phénol, et il démontre que l'influence de ces deux substances est la même.

Il a ensuite étudié le système ternaire eau-acétone-phénol et résumé les résultats obtenus dans cette étude et dans quelques mémoires antérieurs.

E. Van EVERDINGEN Jr. — On the Hall-effect and the resistance of crystals of bismuth within and without the magnetic field (Le phénomène de Hall et la résistance de cristaux de bismuth dans ou hors d'un champ magnétique). — *Communications from the Physical Laboratory of Leiden*, n° 61.

Ces nouvelles recherches ont été faites au moyen de barres coupées dans un prisme de bismuth cristallin ayant servi à M. F.-Louis Perrot, de Genève, dans ses études sur les constantes thermo-électriques de ce métal; elles ont conduit aux résultats suivants :

Dans le bismuth cristallin, le coefficient de Hall est *grand* lorsque la force magnétique est perpendiculaire à l'axe principal de cristallisation, *très petit* (c'est-à-dire de même ordre de grandeur que dans les autres métaux) quand elle est parallèle à l'axe principal; le coefficient relatif à une force magnétique orientée d'une manière quelconque se déduit des deux cas principaux à l'aide d'un ellipsoïde de révolution.

En dehors du champ magnétique, les résistances spécifiques considérées dans toutes les directions, à l'intérieur d'un cristal de bismuth s'obtiennent au moyen des vecteurs d'un ellipsoïde de révolution autour de l'axe principal, dont le rapport des axes est donné par 5 : 3.

Dans un champ magnétique, les résistances sont également données par un ellipsoïde, qui est de révolution autour de l'axe principal, avec des axes presque égaux, si le champ est parallèle à l'axe principal, qui est à trois axes inégaux, soit quand le champ est quelconque, soit quand il est perpendiculaire à l'axe principal du cristal.

---

[1] Voir *J. de Phys.*, 3e série, t. X, p. 160 ; 1901.

Enfin les résistances suivant deux directions rectangulaires d'une plaque de bismuth croissent inégalement en général, dans le champ magnétique, ce qui explique la dissymétrie du phénomène de Hall.

E. Van EVERDINGEN Jr. — Ueber ein Erhlärung der Widerstandzunahine im Magnetfelde und verwandter Erscheinungen in Wismuth (Sur une explication de l'accroissement de résistance dans un champ magnétique et des phénomènes présentés par le bismuth). — *Communications from the Physical Laboratory of Leiden*, n° 63.

Des recherches antérieures sur les phénomènes galvanomagnétiques et thermomagnétiques dans le bismuth ont conduit l'auteur à cette hypothèse que le nombre des particules libres chargées d'électricité qui traversent le bismuth diminue, quand on excite le champ magnétique (¹). Dans ce mémoire l'auteur montre la possibilité d'une explication de ce phénomène, au moyen de la considération des électrons.

L.-H. SIERTSEMA. — Die Dispersion der magnetischen Drehung der Polarisation ebene in negativ drehenden Salziösungen. Messungen mit rothem Blutlaugensalz (Dispersion de la polarisation rotatoire magnétique des solutions salines à rotation négative mesurés avec le cyanure rouge). — *Communications from the Physical Laboratory of Leiden*, n° 62.

L'auteur s'est proposé de grossir le nombre des substances à rotation négative, telles que les solutions aqueuses de $TiCl^3$ et $FeCl^3$, lesquelles empruntent leur intérêt à ce fait, signalé par M. H. Becquerel, que leur dispersion rotatoire, proportionnelle à $\frac{1}{\lambda^4}$, est beaucoup plus grande que la dispersion des substances à rotation positive, laquelle n'est proportionnelle qu'à $\frac{1}{\lambda^2}$. On évite l'inconvénient d'une trop forte absorption en opérant avec des dissolutions étendues ; d'autre part, pour déduire avec une précision suffisante la rotation du sel de celle de la dissolution aqueuse, on fait les mesures à la fois sur l'eau et sur la dissolution.

Dans ce but, deux tubes de verre également longs, fermés à leurs extrémités par des glaces planes, sont disposés l'un à côté de l'autre

(¹) Voir *J. de Phys.*, 3ᵉ série, t. X, p. 217-219 ; 1901.

dans une longue bobine, de telle sorte que ces tubes, dont l'un est rempli par une dissolution de cyanure rouge et l'autre par de l'eau, puissent être amenés alternativement sur le chemin d'un faisceau de lumière. La mesure de la rotation est d'ailleurs disposée comme dans les recherches antérieures de l'auteur([1]). Pour une position fixe du nicol analyseur correspondant à une rotation du plan de polarisation de 13°,43, on observe et on mesure les longueurs d'onde λ_1 et λ_2 qui correspondent respectivement à la bande sombre observée dans la dissolution et dans l'eau ; puis on ramène les rotations à une intensité 1 de courant ; de la rotation magnétique de l'air connue en valeur absolue on déduit celle de la dissolution en valeur absolue, et de cette dernière on déduit celle du sel pur pour une longueur d'onde connue.

L'expérience ainsi faite a montré à M. Siertsema que la dispersion de la substance étudiée est beaucoup plus grande que celle qu'indiquerait une simple proportionnalité à $\frac{1}{\lambda^4}$; de plus, au voisinage de la limite d'absorption qui, dans la dissolution étudiée, est d'environ $\lambda = 490\ \mu\mu$, il y a un énorme accroissement de rotation qui est tout à fait analogue à ce qu'ont trouvé respectivement, en rotation positive, MM. Macaluso et Corbino avec la vapeur de sodium et M. Schmauss avec des dissolutions colorées.

CH.-M.-A. HARTMAN. — Beïträge zur Kenntnis der Van der Waals'schen ψ Fläche, III. Die Condensations-erscheinungen bei Mischungen von Chlormethyl und Kohlensäure fur 9°,5 (Contribution à la connaissance de la surface ψ de Van der Waals, III. Les phénomènes de condensation dans les mélanges de chlorure de méthyle et d'acide carbonique à 9°,5). — *Communications from the Physical Laboratory of Leiden*, n° 64.

J.-E. VERSCHAFFELT. — Contribution à la connaissance de la surface ψ de Van der Waals, IV. La loi des états correspondants dans les mélanges d'anhydride carbonique et d'hydrogène. — *Communications from the Physical Laboratory of Leiden*, n° 65.

M. Hartman s'est proposé d'appliquer les méthodes proposées par MM. Kamerlingh Onnes et Reinganum pour l'étude de la surface ψ de Van der Waals ([2]) à l'étude des phénomènes de condensation qu'il a observés dans les mélanges de chlorure de méthyle et d'acide carbo-

(1) Voir *J. de Phys.*, 3e série, t. VII, p. 288-290 ; 1898.
(2) Voir *J. de Phys.*, 3e série, t. X, p. 212-213 ; 1901.

nique dans ses recherches expérimentales sur la forme des courbes connodales (1).

Le x et x' sont les titres du liquide et de la vapeur saturée par rapport au chlorure de méthyle pur. L'auteur résume son étude dans trois courbes qui représentent : la première, la relation entre x et x' à 9°,2 ; la seconde, le lieu des lignes connodales et les droites de contact projetées sur la surface des xv ; la troisième, la relation entre x, x' et la pression P des phases coexistantes.

M. Kamerlingh Onnes a montré, dans l'étude de la surface ψ, combien il est important de savoir jusqu'à quel point les mélanges homogènes de deux substances normales satisfont à la loi des états correspondants. Pour y arriver, M. Verschaffelt construit des diagrammes suivant la méthode de Raveau en prenant pour abscisses $\log v$ et pour ordonnées $\log p$. Cette méthode a été appliquée à l'anhydride carbonique pur, au moyen des données d'Amagat et aux mélanges de CO^2 et de H de titres $x = 0{,}0494$, $x = 0{,}0995$, $x = 0{,}1950$. L'expérience a prouvé qu'en choisissant convenablement l'échelle des diagrammes, on obtenait la superposition du diagramme relatif à l'acide carbonique pur avec des mélanges, moyennant un déplacement parallèle. La superposition étant obtenue, on en déduit les coordonnées du point critique du mélange, connaissant les constantes critiques de l'acide carbonique. L'auteur essaye ensuite de faire servir les éléments critiques obtenus ainsi au calcul des grandeurs a_x et b_x qui, d'après Van der Waals, déterminent les propriétés du mélange de titre x, connaissant les constantes a et b des deux composants purs et deux autres constantes dépendant de leur attraction réciproque.

Dr H. KAMERLINGH ONNES. — Die reducinten Gibbs'schen Flachen (Les surfaces réduites de Gibbs). — *Communications from the Physical Laboratory of Leiden*, n° 66.

Les surfaces réduites de Gibbs sont les surfaces dont les points ont pour coordonnées les valeurs réduites de l'énergie intérieure ε, de l'entropie η et du volume moléculaire v. Pour tous les corps tels que le rapport des chaleurs spécifiques à pression constante et à volume constant est le même, les valeurs réduites de l'entropie sont les mêmes dans des états correspondants, pourvu que l'on compte l'entropie à partir du point critique.

(1) Voir *J. de Phys.*, 3e série, t. IX, p. 127-128 ; 1900.

Si l'on appelle groupe l'ensemble des corps dont la molécule est le siège de mouvements mécaniques semblables dans des états correspondants, les surfaces réduites de Gibbs seront les mêmes pour tous les corps d'un même groupe, car ces corps obéissent à la loi des états correspondants ; au contraire, deux groupes différents seront caractérisés par des surfaces réduites de Gibles différentes. Dans son mémoire, le savant directeur du Laboratoire de Physique de Leyde cherche à caractériser les différents types des surfaces réduites de Gibbs, dont il a obtenu des représentations en argile au moyen de moules de tôle convenablement construits.

Dr H. KAMERLINGH ONNES. — On de Heens expériments about the critical state. On differences of density on the neighbourhood of the critical state, arising from différences of temperature (Les expériences de de Heens sur l'état critique. Sur les différences de densité au voisinage de l'état provenant des differences de température). — *Communications from the Physical Laboratory of Leiden*, n° 68.

D'après M. de Heen, la température et la pression ne suffisent pas pour déterminer, aux environs du point critique, la densité d'un fluide : cette densité serait très variable dans des conditions invariables de température et de pression Les variations de densité se feraient entre deux limites fixes, correspondant l'une à la matière qui se trouvait auparavant à l'état liquide et que M. de Heen appelle le fluide *liquidogénique*, l'autre à la matière qui vient de l'état gazeux et qui est désignée sous le nom de fluide *gazogénique*, ces deux fluides conservant une partie des propriétés des états physiques d'où ils dérivent, grâce à une polymorphie de la matière qu'il y a lieu d'étudier de plus près. Ces deux limites seraient nettement différentes pour l'anhydride carbonique dans un intervalle de température d'environ 50°. Les valeurs des deux sortes de densités obtenues par les contradicteurs de M. de Heen seraient dues à la diffusion des deux fluides précédents, qui sont miscibles en toutes proportions l'un dans l'autre.

M. de Heen pense avoir établi cette manière de voir par les expériences faites au moyen de l'appareil qu'il a appelé l' « analyseur de l'état critique ». Cet appareil se compose essentiellement de deux cylindres verticaux situés dans le prolongement l'un de l'autre et munis de pistons plongeurs dont la distance est rendue rigoureusement constante, grâce à un mécanisme spécial ; une clef permet de réunir

ou de séparer les deux cylindres, dans lesquels on peut introduire de l'anhydrique carbonique, au moyen d'un tube muni d'une clef; un tube, également commandé par une clef, permet l'évacuation du fluide.

Le système des deux cylindres est plongé complètement dans un bain d'eau, et des regards en glace permettent de déceler les fuites de gaz. En manœuvrant convenablement les pistons plongeurs et les trois clefs dont il vient d'être question, on peut introduire de l'acide carbonique liquide dans l'appareil et faire, à toutes les températures où l'on porte le bain, des mesures de densité, même au-dessus de la température critique.

M. Kamerlingh Onnes, ayant eu à sa disposition l'analyseur qui a servi aux expériences de M. de Heen, en a étudié le mouvement; il reproche à cet instrument sa construction, d'après laquelle l'acide carbonique absolument pur qu'on y introduit vient en contact avec des bourrages de cuir gras et s'y souille; il signale aussi l'absence d'instruments propres à prouver que l'équilibre de pression et de température est obtenu dans l'appareil entier.

Pour éviter ces objections, M. K. Onnes construit un nouvel appareil, constitué en principe par deux réservoirs réunis par un robinet, chacun des réservoirs pouvant être rempli au moyen d'un petit robinet spécial; enfin il détermine les températures des fluides contenus dans ces deux réservoirs au moyen de soudures thermo-électriques. Le temps ayant manqué, les expériences de M. de Heen ont été répétées à l'aide de ce nouvel appareil d'une façon un peu rapide. M. K. Onnes n'en a pas moins la conviction que ses mesures, avec une approximation d'environ 3 0/0, confirment la théorie de Van der Waals et que les divergences accusées par les nombres de M. de Heen s'expliquent en grande partie, sinon en totalité, par les impuretés du gaz et par l'équilibre de pression tout à fait imparfait des fluides situés dans les deux parties de l'analyseur, l'équilibre que M. de Heen suppose obtenir dans les expériences faites au-dessus du point critique, en ouvrant de temps à autre et pendant quelques secondes le robinet de communication.

E. Mathias.

TABLE DES MATIÈRES (*suite*).

JANVIER 1902.

TABLE DES MATIÈRES.

JANVIER 1902.

(*Voir* la suite à la page 3.)

Tours. — Imprimerie Deslis Frères.

Le Gérant : J. Deslis

JOURNAL
DE PHYSIQUE
THÉORIQUE ET APPLIQUÉE,

FONDÉ

PAR J.-CH. D'ALMEIDA

ET SUIVI PAR

MM. E. BOUTY, A. CORNU, G. LIPPMANN,
E. MASCART, A. POTIER,

ET

M. B. BRUNHES, adjoint à la rédaction,

AVEC LA COLLABORATION

D'UN GRAND NOMBRE DE PROFESSEURS ET DE PHYSICIENS.

QUATRIÈME SÉRIE.

TOME I. — FÉVRIER 1902.

PARIS,
AU BUREAU DU JOURNAL DE PHYSIQUE,
11, RUE RATAUD (5e).

Toutes les réclamations doivent être adressées à M. **Sandoz**, rue Rataud, 11, à Paris, 5e

Par application de la loi du 7 avril 1879, tous les bureaux de poste de France, d'Algérie, de Belgique, de Danemarck, de Hollande, d'Italie, de Norvège, de Portugal, de Suède et de Suisse sont autorisés à recevoir les abonnements. Nos lecteurs n'ont qu'à verser la somme de 17 francs pour la France ou 18 francs pour les pays ci-dessus désignés, au nom de **M. Sandoz**, *Secrétaire du Journal*, rue Rataud, nº 11, à Paris, 5e. Ils n'ont ni lettre

Le *Journal de Physique théorique et appliquée* paraît chaque mois et forme par an un volume grand in-8° de 40 à 50 feuilles, avec figures dans le texte. La première série 1872-1881 se vend 200 francs (rare). Les vingt derniers volumes, 1882-1901, se vendent séparément.... 15 fr.

Les abonnements sont annuels et partent de janvier.

Prix pour un an (12 numéros):

France.. 17 fr.
Etranger.. 18 fr.

On s'abonne dans tous les bureaux de poste, au nom de M. SANDOZ, rue Rataud, 11. Paris, 5°.

Tout ce qui concerne la rédaction doit être adressé à M. BOUTY, rue du Val-de-Grâce, 9. Paris, 5°.

Tout ce qui concerne l'administration doit être adressé à M. SANDOZ, rue Rataud, 11. Paris, 5°.

La table générale des trois séries (1872-1901) est en préparation et formera un volume d'environ 450 pages dont le prix est fixé à 10 francs.

AVIS

Désireuse de publier le plus promptement possible des Analyses des Travaux étrangers, la Rédaction prie MM. les Auteurs de vouloir bien lui envoyer désormais deux exemplaires de leurs nouveaux Mémoires.

MISE EN ÉQUATION DES PHÉNOMÈNES DE CONVECTION CALORIFIQUE ET APERÇU SUR LE POUVOIR REFROIDISSANT DES FLUIDES ;

Par M. J. BOUSSINESQ.

I. Un des problèmes les plus simples relatifs aux phénomènes de convection calorifique me paraît être celui des courants permanents que produit dans un liquide pesant, de grande étendue en tous sens et (primitivement) au zéro choisi de température, un solide fixe immergé, que l'on maintient chauffé à une certaine température a. Nous désignerons par ρ la densité du liquide, par θ, u, v, w, P, fonctions de x, y, z à déterminer, sa température, devenue invariable en chaque point (x, y, z) de l'espace, les trois composantes de sa vitesse et la partie *non hydrostatique* de sa pression, quantités s'annulant toutes, asymptotiquement, aux distances infinies de l'origine, autour de laquelle restent localisées les perturbations qu'entraîne l'échauffement du solide.

Afin d'atteindre le maximum de simplicité, tout en laissant subsister le caractère essentiel du phénomène, nous supposerons la dilatabilité du liquide par la chaleur assez faible et, par contre, la pesanteur g assez forte, pour que la réduction de *poids* de l'unité de volume liquide, qu'opère l'échauffement θ, soit sensible, mais non le changement relatif des *volumes* liquides dans les termes où il n'est pas multiplié par g. Bref, l'échauffement θ est censé ne modifier notablement que le poids de l'unité de volume. Appelons $\rho\gamma$ la réduction qu'il y produit par degré centigrade, ou $\rho\gamma\theta$ la réduction effective; et, l'axe des z étant supposé vertical, dirigé vers le haut, les quatre équations indéfinies ordinaires de la dynamique des liquides deviendront

$$(1)\quad \frac{du}{dx}+\frac{dv}{dy}+\frac{dw}{dz}=0,\quad \frac{1}{\rho}\frac{dP}{dx}=-u',\quad \frac{1}{\rho}\frac{dP}{dy}=-v',\ \frac{1}{\rho}\frac{dP}{dz}=\gamma\theta-w':$$

u', v', w' y désignent les accélérations du fluide suivant les axes.

Pour former l'équation indéfinie en θ, considérons, à l'époque t, un volume liquide élémentaire $d\varpi$. Comme dans une particule solide isotrope et athermane, c'est le mode *actuel* de distribution des températures, dans les couches de matière contiguës à sa superficie, qui règle les flux calorifiques y entrant ou en sortant pendant un instant dt ; et, par suite, la conductibilité lui procure, durant cet instant dt,

une quantité de chaleur exprimée par $(K\Delta_2\theta)\, d\varpi\, dt$, K étant le coefficient de conductibilité intérieure du liquide. Si donc on appelle θ' la dérivée de la température par rapport au temps, dans la particule matérielle $d\varpi$, et C la capacité calorifique du fluide par unité de volume, la chaleur $C\theta\, d\varpi$ de la particule s'accroîtra, durant l'instant dt, d'une différentielle $C\theta'\, dt\, d\varpi$ égale à $(K\Delta_2\theta)\, d\varpi\, dt$; et l'équation cherchée sera

$$(2) \qquad \theta' = \frac{K}{C}\left(\frac{d^2\theta}{dx^2} + \frac{d^2\theta}{dy^2} + \frac{d^2\theta}{dz^2}\right).$$

Mais la dérivée θ' s'obtiendra comme les dérivées u', v', w' des vitesses, c'est-à-dire en faisant, dans l'expression de θ, croître x, y, z de $u\, dt$, $v\, dt$, $w\, dt$; de sorte qu'on aura la quadruple formule

$$(3) \qquad (u', v', w', \theta') = u\frac{d(u, v, w, \theta)}{dx} + v\frac{d(u, v, w, \theta)}{dy} + w\frac{d(u, v, w, \theta)}{dz}.$$

Aux cinq équations indéfinies (1) et (2), il faudra joindre évidemment les sept relations définies suivantes, dans l'une desquelles λ, μ, ν désignent les trois cosinus directeurs de la normale menée de l'intérieur du fluide à un élément quelconque $d\sigma$ de la surface du corps :

$$(4) \begin{cases} \text{(à la surface du solide)} \quad \lambda u + \mu v + \nu w = 0 \quad \text{et} \quad \theta = a, \\ \text{(aux distances infinies de l'origine)} \quad (P, u, v, w, \theta) = 0. \end{cases}$$

En effet, à la surface du solide, le fluide en contact prend instantanément la température a de celui-ci et la composante normale $\lambda u + \mu v + \nu w$ de la vitesse est nulle.

II. Tâchons de remplacer tant les variables indépendantes x, y, z que les fonctions θ, u, v, w, P, par d'autres, ξ, η, ζ, Θ, U, V, W, II, qui soient respectivement proportionnelles à chacune d'elles, mais avec coefficients de proportionnalité choisis de manière à éliminer les paramètres a, γ, $\frac{K}{C}$, ρ.

On reconnaît aisément qu'il convient de poser, pour cela :

$$(5) \begin{cases} \xi = \left(\frac{a\gamma C^2}{K^2}\right)^{\frac{1}{3}} x, \quad \eta = \left(\frac{a\gamma C^2}{K^2}\right)^{\frac{1}{3}} y, \quad \zeta = \left(\frac{a\gamma C^2}{K^2}\right)^{\frac{1}{3}} z; \\ \theta = a\Theta, \quad u = \left(\frac{a\gamma K}{C}\right)^{\frac{1}{3}} U, \quad v = \left(\frac{a\gamma K}{C}\right)^{\frac{1}{3}} V, \quad w = \left(\frac{a\gamma K}{C}\right)^{\frac{1}{3}} W, \\ \qquad P = \rho \left(\frac{a\gamma K}{C}\right)^{\frac{1}{3}} \text{II}. \end{cases}$$

Et les équations indéfinies (1), (2) deviennent:

$$(6)\begin{cases} \frac{dU}{d\xi}+\frac{dV}{d\eta}+\frac{dW}{d\zeta}=0, \\ \frac{d\Pi}{d\xi}=-U', \quad \frac{d\Pi}{d\eta}=-V', \quad \frac{d\Pi}{d\zeta}=\Theta-W', \quad \Theta'=\frac{d^2\Theta}{d\xi^2}+\frac{d^2\Theta}{d\eta^2}+\frac{d^2\Theta}{d\zeta^2}, \\ \text{où} \\ (U',V',W',\Theta')=U\frac{d(U,V,W,\Theta)}{d\xi}+V\frac{d(U,V,W,\Theta)}{d\eta}+W\frac{d(U,V,W,\Theta)}{d\zeta}. \end{cases}$$

Donnons-nous, d'ailleurs, l'équation du solide sous la forme

$$(7)\qquad f\left[\left(\frac{a\gamma C^2}{K^2}\right)^{\frac{1}{3}}x,\ \left(\frac{a\gamma C^2}{K^2}\right)^{\frac{1}{3}}y,\ \left(\frac{a\gamma C^2}{K^2}\right)^{\frac{1}{3}}z\right]=0;$$

ce qui reviendra, si le coefficient $\left(\frac{a\gamma C^2}{K^2}\right)^{\frac{1}{3}}$ change, à considérer, au lieu du solide proposé, des corps qui lui soient semblables, mais de dimensions inversement proportionnelles à ce coefficient, ou d'un volume en raison directe de $\frac{K^2}{a\gamma C^2}$. Alors les cosinus directeurs λ, μ, ν de la normale resteront les mêmes aux points homologues; et les conditions (4) aux limites deviendront :

$$(8)\begin{cases} [\text{à la surface } f(\xi,\eta,\zeta)=0] \quad \lambda U+\mu V+\nu W=0 \quad \text{et} \quad \Theta=1; \\ (\text{aux distances } \sqrt{\xi^2+\eta^2+\zeta^2} \text{ infinies}) \quad (\Pi, U, V, W, \Theta)=0. \end{cases}$$

Le système d'équations (6) et (8) devant déterminer U, V, W, Θ, Π en fonction de ξ, η, ζ, il suffira de substituer dans ses intégrales, à ces huit nouvelles variables, leurs expressions tirées de (5), pour avoir cinq relations de la forme

$$(9)\begin{cases} \left[\frac{\theta}{a},\ \frac{(u,v,w)}{\left(\frac{a\gamma K}{C}\right)^{\frac{1}{3}}},\ \frac{p}{\rho\left(\frac{a\gamma K}{C}\right)^{\frac{1}{3}}}\right] \\ =\text{des fonctions définies de } \left(\frac{a\gamma C^2}{K^2}\right)^{\frac{1}{3}}x,\ \left(\frac{a\gamma C^2}{K^2}\right)^{\frac{1}{3}}y,\ \left(\frac{a\gamma C^2}{K^2}\right)^{\frac{1}{3}}z. \end{cases}$$

On voit que, si l'excédent a de température des corps considérés reçoit différentes valeurs, les vitesses u, v, w du fluide seront, aux points homologues de l'espace entourant ces corps, proportionnelles à la racine cubique, $a^{\frac{1}{3}}$, de cet excédent, et qu'une même fraction Θ

de celui-ci sera prise, en ces points homologues, par le fluide y effectuant son passage.

III. Le flux F de chaleur fourni dans l'unité de temps par l'unité d'aire d'un quelconque des corps, égal à celui que la couche liquide contiguë communique au fluide plus intérieur, aura, comme on sait, l'expression $K\left(\lambda\frac{d\theta}{dx}+\mu\frac{d\theta}{dy}+\nu\frac{d\theta}{dz}\right)$. En y introduisant les nouvelles variables et fonction ξ, η, ζ, Θ, on aura donc :

$$(10)\qquad F=(KC^2\gamma)^{\frac{1}{3}}a^{\frac{4}{3}}\left(\lambda\frac{d\Theta}{d\xi}+\mu\frac{d\Theta}{d\eta}+\nu\frac{d\Theta}{d\zeta}\right).$$

Aux points homologues des surfaces $f(\xi, \eta, \zeta)=0$ limitant les corps considérés, les cosinus directeurs λ, μ, ν et les dérivées $\frac{d\Theta}{d(\xi,\eta,\zeta)}$ ont mêmes valeurs respectivement. Donc *le flux de chaleur fourni par l'unité d'aire des corps semblables dont il s'agit est proportionnel, en ces points homologues, à la puissance* $\frac{4}{3}$, $a^{\frac{4}{3}}$ ou $a^{1,333}$, *de l'excédent de température de chaque corps sur la masse du fluide ;* et il dépend des autres propriétés physiques de celui-ci par le facteur $(KC^2\gamma)^{\frac{1}{3}}$, croissant avec sa cónductibilité intérieure K, avec la capacité calorifique C de son unité de volume, enfin avec le produit, γ, de la gravité g par l'accroissement de cette unité de volume pour un degré d'élévation de la température.

Si, l'excédent a venant à croître, le solide, au lieu de se contracter en volume (dans un rapport inverse de a), gardait ses dimensions, l'unité d'aire de sa surface serait moins courbe et, par conséquent, moins convexe, que ne le suppose la formule (10) quand, ξ, η ζ, y conservent leurs valeurs. Or, on conçoit que, toutes choses égales d'ailleurs, une forme moins convexe de l'unité de surface restreigne dans une légère mesure les rapports du solide avec le fluide ambiant, rapports qu'une forme concave réduirait évidemment : ainsi, il est vraisemblable qu'une moindre convexité atténue la quantité de chaleur emportée par le fluide. Donc le flux F doit, en réalité, quand l'excédent a augmente *chez un même corps*, croître un peu *moins vite* que la puissance $a^{\frac{4}{3}}$ ou $a^{1,333}$; et l'on s'explique que les expériences de Dulong et Petit aient indiqué des flux calorifiques de convection

sensiblement proportionnels à $a^{1,233}$, ou aient conduit à adopter un exposant de a inférieur à $\frac{4}{3}$ de 0,1 environ.

Ces expériences, il est vrai, concernaient le pouvoir refroidissant des gaz et non des liquides. Mais, si les variations de volume du fluide à température constante, alors un peu sensibles, devaient y compliquer les phénomènes de convection, rien ne dit qu'elles en changeassent notablement les traits principaux ; car la cause de ces phénomènes est toujours dans la réduction, à pression constante, du poids de l'unité de volume par l'échauffement.

Dans l'hypothèse où il en serait ainsi, c'est-à-dire où nos formules pourraient être approximativement appliquées même aux gaz, la diminution de 0,1 effectuée sur l'exposant $\frac{4}{3}$ de a, dans (10), constituerait donc une correction *empirique* de la variation produite sur le facteur trinome $\lambda \frac{d\Theta}{d\xi} + \mu \frac{d\Theta}{d\eta} + \nu \frac{d\Theta}{d\zeta}$, par un agrandissement des dimensions de la surface type $f(\xi, \eta, \zeta) = 0$ dans le rapport de 1 à $a^{\frac{1}{3}}$, agrandissement qui, par conséquent, aurait à peu près, comme effet, sur le trinome, de diviser sa valeur par $a^{0,1} = \left(a^{\frac{1}{3}}\right)^{0,3}$. Alors l'agrandissement analogue dont il faudrait pouvoir évaluer l'effet réducteur sur le même trinome, si l'on fait varier indifféremment a, γ, C ou K sans modifier les dimensions du corps, sera, d'après les expressions (5), de ξ, η, ζ, dans le rapport de 1 à $\left(\frac{a\gamma C^2}{K^2}\right)^{\frac{1}{3}}$; et, vu que la fonction Θ définie par le système d'équations (6) et (8) change de la même manière à raison de cet agrandissement, quelle qu'en soit la cause, le trinome se trouverait alors, dans (10), divisé à peu près par $\left(\frac{a\gamma C^2}{K^2}\right)^{0,1}$. Ainsi, le *pouvoir refroidissant des divers fluides sur un même corps* serait, d'après (10), proportionnel au produit

$$(KC^2\gamma)^{\frac{1}{3}} a^{\frac{1}{3}} \left(\frac{K^2}{a\gamma C^2}\right)^{0,1} = \gamma^{0,233} K^{0,533} C^{0,467} a^{1,233} ;$$

il serait, d'ailleurs, indépendant de la nature du corps et de l'état physique de sa surface, conformément à ce qu'a montré l'expérience.

IV. Il semble qu'on peut encore, simplement, dégager des équa-

tions précédentes un résultat intéressant, du moins quand le corps est plus étendu suivant le sens vertical que dans les sens horizontaux, ou même quand c'est un plateau large, mais beaucoup moins épais que haut, suspendu verticalement, de manière à avoir, par exemple, ses deux faces perpendiculaires à l'axe des x. Alors les courants peuvent être principalement verticaux et, emportant la chaleur dans le sens des z positifs, ne laisser l'échauffement du fluide se produire d'une manière sensible qu'à des distances horizontales du corps bien moindres que sa hauteur.

Cela étant, s'il s'agit, par exemple, du plateau normal aux x, tirons, des deux équations (1) qui contiennent u' et w', la condition d'intégrabilité de P,

$$\frac{d}{dx}(\gamma\theta - w') = -\frac{du'}{dz}.$$

Multiplions-la par dx et intégrons du côté du plateau où x est, par exemple, positif, depuis $x = \infty$, où θ, w', u' s'annulent jusqu'à une valeur de x quelconque. Il viendra, en transposant $-w'$,

$$\gamma\theta = w' - \int_{\infty}^{x} \frac{du'}{dz}\, dx.$$

Or, ici, le dernier terme est bien moindre qu'il ne serait si l'on y remplaçait la dérivée en z de u' par sa dérivée en x, supposée notablement plus forte; ce qui donnerait à ce terme, comme valeur, $-u'$, c'est-à-dire une fraction encore minime du terme précédent w'. Ainsi l'on a, sauf erreur négligeable,

$$(11) \qquad w' = \gamma\theta.$$

Autrement dit, *l'accélération ascendante du fluide est partout proportionnelle à son échauffement actuel* θ. Donc les courants de convection accroissent sans cesse leur vitesse verticale, à mesure qu'ils s'élèvent non seulement à côté du corps, mais même au-dessus de lui, ou après l'avoir dépassé, jusqu'à ce qu'ils se soient, tout en montant, assez étendus latéralement, pour avoir acquis des dimensions horizontales comparables à la hauteur totale parcourue et avoir mis ainsi en défaut, avec notre raisonnement la formule même (11).

On voit que ces courants naissent à de petites distances au-dessous du corps, là où commence à se faire sentir sa chaleur, qu'ils s'accélèrent et, par suite, s'effilent ou s'aplatissent de plus en plus

contre le corps, en s'adjoignant sur leur côté extérieur le fluide latéral qu'ils échauffent en chemin; après quoi ils s'étendent très loin au-dessus du corps, en s'y continuant, à raison de leur vitesse acquise, même après s'être presque entièrement refroidis.

SUR LE POUVOIR REFROIDISSANT D'UN COURANT LIQUIDE OU GAZEUX;

Par M. J. BOUSSINESQ.

I. La note qui précède a eu pour objet le phénomène de convection calorifique le plus ordinaire, dans les circonstances où l'on évite toute cause de courants autre que l'excédent même a de température du corps chauffé sur la masse fluide indéfinie qui l'entoure. Mais il existe un autre cas de convection non moins fréquent, et paraissant un peu plus simple, savoir : le cas contraire où un corps chaud a sa chaleur, que l'on renouvelle sans cesse, emportée d'une manière permanente par un courant fluide, indéfini en tous sens, au sein duquel on le suppose immergé, courant rectiligne et uniforme (d'une vitesse connue v), aux distances du corps assez grandes pour que les perturbations causées par sa présence ne s'y étendent pas.

Supposons alors la vitesse, v, du courant suffisante pour annihiler l'effet, sur les mouvements visibles, de la petite modification $\rho\gamma\theta$ du poids spécifique du fluide, due à l'échauffement θ. Nous pourrons faire $\gamma = 0$ dans les équations indéfinies (1) du mouvement[1]; mais, par contre, les trois d'entre les relations définies (4) qui concernent les valeurs de u, v, w à l'infini deviendront moins simples et seront

$$(12)\quad \text{(aux distances infinies de l'origine)}\quad (u = \mathrm{v}l,\quad v = \mathrm{v}m,\quad w = \mathrm{v}n,$$

si l, m, n désignent les trois cosinus directeurs du courant général de vitesse v.

II. Dès lors, les équations tant indéfinies, que définies, relatives à u, v, w, P, se trouveront entièrement *séparées* de celles qui concernent la température θ, ou seront les mêmes que si l'on avait $a = 0$, $\theta = 0$; de sorte que les mouvements du fluide autour du corps chaud se détermineront uniquement par les données relatives au courant général et à la configuration du corps.

---

(1) Equations de la précédente note.

D'ailleurs, les vitesses u, v, w seront partout proportionnelles à v, et la pression non hydrostatique P, proportionnelle à ρv^2. En effet, si, pour embrasser, de plus, le cas de corps semblables, où i désignera le rapport de similitude, et dont l'équation commune sera

$$f\left(\frac{x}{i}, \frac{y}{i}, \frac{z}{i}\right) = 0,$$

nous posons, par analogie avec sept des formules (3),

$$(13) \quad \begin{cases} \xi = \frac{x}{i}, & \eta = \frac{y}{i}, & \zeta = \frac{z}{i}, \\ u = vU, & v = vV, & w = vW, & P = \rho v^2 \Pi, \end{cases}$$

les équations, tant indéfinies que définies, relatives à u, v, w, P, deviendront :

$$(14) \quad \begin{cases} \frac{dU}{d\xi} + \frac{dV}{d\eta} + \frac{dW}{d\zeta} = 0. \\ \frac{d\Pi}{d(\xi,\eta,\zeta)} = -U\frac{d(U,V,W)}{d\xi} - V\frac{d(U,V,W)}{d\eta} - W\frac{d(U,V,W)}{d\zeta}; \\ [\text{pour } f(\xi,\eta,\zeta)=0] \quad \lambda U + \mu V + \nu W = 0, \\ (\text{pour } \sqrt{\xi^2+\eta^2+\zeta^2} \text{ infini}) \quad (U, V, W) = (l, m, n) \quad \text{et} \quad \Pi = 0. \end{cases}$$

Ainsi, autour de tous les corps semblables, immergés dans des courants de même orientation par rapport à eux et de rapidités diverses v, les vitesses u, v, w seront les produits de v par les mêmes fonctions U, V, W, des variables ξ, η, ζ, c'est-à-dire des rapports, $\frac{x}{i}$, $\frac{y}{i}$, $\frac{z}{i}$, définissant, chez tous, les points homologues; et la pression non hydrostatique P sera également, autour d'eux, le produit de ρv^2 par une même fonction Π de ces rapports.

III. Mais voyons maintenant ce que donneront les équations en θ, devenues

$$(15) \quad \begin{cases} U\frac{d\theta}{d\xi} + V\frac{d\theta}{d\eta} + W\frac{d\theta}{d\zeta} = \frac{K}{Cvi}\left(\frac{d^2\theta}{d\xi^2} + \frac{d^2\theta}{d\eta^2} + \frac{d^2\theta}{d\zeta^2}\right), \\ [\text{pour } f(\xi,\eta,\zeta)=0] \quad \theta = a, \\ (\text{pour } \sqrt{\xi^2+\eta^2+\zeta^2} \text{ infini}) \quad \theta = 0, \end{cases}$$

et où U, V, W seront trois fonctions, *censées connues* désormais, de ξ, η, ζ.

Ces équations sont linéaires, avec trois coefficients U, V, W généralement variables. Malgré cette dernière circonstance, elles se trouvent évidemment plus simples que celles de la note précédente.

On voit, en les divisant par a, qu'elles contiennent seulement le rapport $\frac{\theta}{a}$; et, d'ailleurs, il n'y figure, pour tous les corps semblables, que le paramètre $\frac{K}{Cvi}$. Il en serait de même si la température de la surface du corps, au lieu d'être uniformément a, était le produit d'une valeur moyenne, a, par une fonction *donnée* F de ξ, η, ζ Ainsi: l'on aura, en appelant Θ une certaine fonction de quatre variables, liée à F,

$$(16) \qquad \theta = a\Theta\left(\xi, \eta, \zeta, \frac{K}{Cvi}\right) = a\Theta\left(\frac{x}{i}, \frac{y}{i}, \frac{z}{i}, \frac{K}{Cvi}\right).$$

IV. Le flux calorifique $K\left(\lambda \frac{d\theta}{dx} + \mu \frac{d\theta}{dy} + \nu \frac{d\theta}{dz}\right)$, émis par l'unité d'aire des corps considérés, admettra dès lors, *aux points homologues de tous ces corps*, l'expression

$$(17) \qquad F = \frac{Ka}{i}\left(\lambda \frac{d\Theta}{d\xi} + \mu \frac{d\Theta}{d\eta} + \nu \frac{d\Theta}{d\zeta}\right) = \frac{Ka}{i} \times \text{une fonction de } \frac{K}{Cvi}.$$

Le flux émis varie donc d'une manière généralement complexe avec le produit Cv de la capacité calorique C du courant par sa vitesse v, et avec le quotient $\frac{K}{i}$ de sa conductibilité K par le rapport i de similitude; mais, en revanche, *il est simplement proportionnel à l'excès a de température du corps.*

C'est ce qu'avait sans doute pressenti Newton dans l'énoncé de sa loi de refroidissement; car il la réduisait expressément au cas des corps exposés à un courant d'air *uniforme.*

V. Les équations (15) en θ étant linéaires, on peut espérer les intégrer, du moins dans quelque cas.

Le plus simple de ceux-ci est celui d'un plateau mince, limité d'un côté par un bord, indéfini suivant les autres sens et parallèle au courant, qui l'atteindra par son bord et que nous supposerons d'abord le parcourir perpendiculairement à ce bord, rectiligne pour fixer les idées. En prenant le bord même pour axe des y, un axe des x normal au plateau et l'axe des z suivant le courant, le plateau couvrira, de $z = 0$ à $z = \infty$, le plan $x = 0$; et, le courant n'étant évidemment pas troublé, les composantes u, v, w de sa vitesse seront partout 0, 0, v. L'on aura donc $U = 0$, $V = 0$, $W = 1$. Si l'on appelle d'ailleurs $aF(z)$, entre les limites $z = 0$, $z = \infty$, la tempé-

rature donnée θ du plateau, et, de $z = -\infty$ à $z = 0$, la température, sensiblement nulle, du fluide sur le prolongement amont du plan du plateau, les équations (15), où nous remettrons x, y, z au lieu de ξ, η, ζ, seront

$$(18)\quad \begin{cases} \dfrac{d\theta}{dz} = \dfrac{K}{Cv}\left(\dfrac{d^2\theta}{dx^2} + \dfrac{d^2\theta}{dz^2}\right), \\ (\text{pour } x = 0) \quad \theta = aF(z), \qquad (\text{pour } x = \pm\infty) \quad \theta = 0. \end{cases}$$

Considérons ce système d'équations du côté, par exemple, des x positifs; et supposons, en outre, la vitesse v du courant suffisante pour limiter l'échauffement (sensible) θ du fluide aux petites distances x du plateau, de sorte que la dérivée seconde de θ en z soit négligeable à côté de la dérivée analogue de θ en x. Alors l'intégrale bien connue[1] du système (18) est, sous forme d'intégrale définie,

$$(19)\qquad \theta = a\sqrt{\frac{2}{\pi}}\int_0^\infty F\left(z - \frac{Cv}{K}\frac{x^2}{2\alpha^2}\right) e^{-\frac{\alpha^2}{2}}\, d\alpha.$$

On en déduit, notamment,

$$\frac{d\theta}{dx} = -a\frac{Cv}{K}\sqrt{\frac{2}{\pi}}\int_0^\infty F'\left(z - \frac{Cv}{K}\frac{\alpha^2}{2}\right) e^{-\frac{x^2}{2\alpha^2}}\, d\alpha.$$

VI. Prenons cette dernière formule à la limite $x = 0$, pour l'introduire dans l'expression $-K\dfrac{d\theta}{dx}$ du flux F émis par l'unité d'aire du plateau. Si nous choisissons, au lieu de la variable d'intégration α, la variable

$$\beta = \alpha\sqrt{\frac{Cv}{2K}},$$

et même, enfin, une nouvelle variable Z, définie par la relation $z - \beta^2 = Z$, nous aurons successivement

$$(20)\quad F = 2a\sqrt{\frac{KCv}{\pi}}\int_0^\infty F'(z - \beta^2)\, d\beta = \sqrt{\frac{KCv}{\pi}}\int_{-\infty}^{z} \frac{aF'(Z)\, dZ}{\sqrt{z - Z}}.$$

Ce flux F *est* donc, toutes choses égales d'ailleurs, *proportionnel*

(1) Voir, par exemple, le tome II (*Compléments*, p. 469*) de mon *Cours d'Analyse infinitésimale pour la Mécanique et la Physique*.

à l'excès moyen, a, *de température du corps et à la racine carrée du produit de la conductibilité* K *du courant par la capacité calorifique* C *de son unité de volume et par sa vitesse* v.

Considérons la dernière expression (20) de F; et, appelant θ_0 l'excès aF (Z) de température du plateau, ou du fluide dans son plan, tout le long de la parallèle d'abscisse Z à son bord, observons que aF' (Z) dZ est l'accroissement $d\theta_0$ qu'éprouve la température *sur le plan du plateau*, entre cette parallèle située à la distance $\delta = z - Z$ en amont de la parallèle même d'abscisse z, sur laquelle on évalue le flux F, et la parallèle suivante, d'abscisse $Z + dZ$. Le flux peut donc encore s'écrire

$$\text{(21)} \qquad F = \sqrt{\frac{KCv}{\pi}} \sum \frac{d\theta_0}{\sqrt{\delta}};$$

et chaque *saut* $d\theta_0$ que fait la température *sur le plan du plateau*, *en amont* du point considéré où l'on évalue le flux F, contribue à ce flux, pour une part proportionnelle au saut $d\theta_0$ lui-même et inverse de la racine carrée de la distance δ à laquelle il se produit.

VII. Si, l'axe des z étant toujours pris sur le plateau, dans le sens du courant, et l'axe des x suivant la normale, le plateau avait son bord, non plus parallèle aux y, mais découpé d'une manière quelconque, et sa température θ_0, non plus constante sur toute perpendiculaire au courant, mais variable avec y, ou que, en un mot, la fonction aF (z) devînt aF (y, z) (en s'annulant toujours pour $z = -\infty$), les formules (19), (20), (21) resteraient les mêmes, à part la présence du *paramètre* accessoire y dans la fonction F et dans sa dérivée F' relative à sa variable principale. Alors, en effet, au second membre de la première équation (18), la parenthèse $\Delta_2\theta$ s'accroît de la dérivée seconde de θ en y; mais celle-ci n'y est pas moins négligeable que la dérivée analogue de θ en z. Et l'intégration approchée du système (18) continue à se faire, dans chaque plan mené suivant le courant normalement au plateau, sans qu'on ait à savoir ce qui se passe à côté.

La formule (21) du flux F contient donc encore, d'une part, les accroissements successifs, $d\theta_0$, de température du filet fluide aboutissant au point pour lequel on l'évalue, et, d'autre part, les parcours respectifs, δ, du même filet, depuis les endroits où se produisent, en amont de ce point, les accroissements dont il s'agit, jusqu'à son arrivée à celui-ci.

LA CONSTITUTION DE L'ÉTINCELLE ÉLECTRIQUE (1);

Par M. G.-A. HEMSALECH.

Quand une étincelle électrique éclate entre deux électrodes métalliques quelconques, l'examen spectroscopique nous montre que les raies dues au métal ne sont pas seulement visibles dans le voisinage immédiat des électrodes, mais qu'elles vont souvent d'un pôle à l'autre. La vapeur métallique a donc dû parcourir l'espace entre les deux électrodes avec une certaine vitesse.

L'objet des recherches de MM. Schuster et Hemsalech, que nous nous proposons d'analyser brièvement dans ce qui suit, était de mesurer cette vitesse de diffusion des vapeurs métalliques pour les différents métaux ainsi que pour les différentes raies spectrales de ces métaux.

Feddersen, dans ses expériences bien connues (2), avait employé, pour l'analyse des étincelles électriques, un miroir tournant, qui projetait l'image de l'étincelle sur une plaque photographique.

Pour l'examen plus détaillé faisant l'objet des expériences actuelles, il était nécessaire de faire passer la lumière de l'étincelle à travers un appareil spectroscopique, afin de pouvoir distinguer entre les particules lumineuses dues à l'air et celles dues au métal constituant les électrodes.

Avec ce système plus compliqué, la méthode de Feddersen, qu'avait essayée M. Schuster à plusieurs reprises, ne donnait pas des résultats assez satisfaisants. Une autre méthode, qui consiste à photographier l'étincelle sur une pellicule mobile et qui avait été employée par M. Dixon dans ses expériences sur les explosions, donnait des résultats plus nets.

Elle a été appliquée, avec certaines modifications, aux expériences en question.

Description des appareils. — Dans les expériences de M. Dixon, la pellicule était fixée sur la périphérie d'une poulie. Mais, pour de grandes vitesses, telles qu'on est obligé de les employer pour l'ana-

(1) Bibliographie : A. Schuster, *Rep. Brit. Ass. Toronto*, 1897 ; — A. Schuster et G. Hemsalech, *Phil. Trans.*, t. CLXXXXIII, pp. 189-213, 1899 ; — G.-A. Hemsalech, *Comptes Rendus*, t. CXXX, p. 898, 1900 ; t. CXXXII, p. 917, 1901 ; — *Recherches expérimentales sur les spectres d'étincelles*, p. 138 ; Paris, 1901, A. Hermann, *J. de Phys.*, 3e série, t. IX, p. 43 ; 1900.

(2) Feddersen, *Pogg. Ann.*, t. CXIII, p. 437.

lyse des étincelles, la pellicule risque d'être arrachée par suite de la force centrifuge engendrée. L'appareil modifié (*fig.* 1) consistait en un disque d'acier A, de 33 centimètres, de diamètre, monté sur un axe qui était en relation avec un moteur électrique, M. Un deuxième disque B, de 22 centimètres pouvait être vissé concentriquement sur le premier, de manière à pouvoir fixer solidement une pellicule photographique circulaire de 30 centimètres de diamètre, qu'on serrait

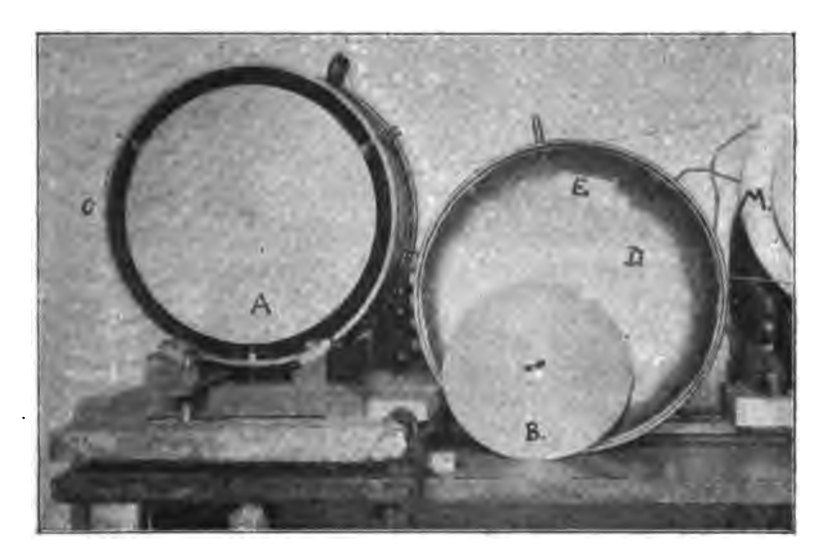


Fig. 1.

ainsi entre les deux disques. Ces disques étaient enfermés dans une boîte circulaire C, qu'on fermait complètement à l'aide du couvercle D, après avoir fixé la pellicule. L'image du spectre de l'étincelle tombait à travers l'ouverture E, pratiquée dans le couvercle, sur une partie annulaire de la pellicule qui dépassait le petit disque.

En général, le disque tournait à raison de 120 tours environ par seconde, ce qui correspond à une vitesse linéaire d'environ 100 mètres par seconde, pour la partie de la pellicule qui recevait le faisceau lumineux.

L'étincelle était produite par la décharge de six grandes bouteilles de Leyde ayant une capacité totale de 0,033 microfarad. Ces bouteilles étaient chargées par une machine de Wimshurst à douze plateaux. L'image de l'étincelle éclatant entre deux électrodes enfermées

dans une boîte E (*fig.* 2) était projetée, à l'aide d'une lentille A, sur la fente d'un collimateur B, l'étincelle étant verticale et parallèle à la fente. Le spectre produit par le prisme C était projeté à l'aide de la lentille D sur la pellicule sensible, fixée (comme on l'a indiqué précédemment) au disque F, lequel était mis en rotation par le moteur M.

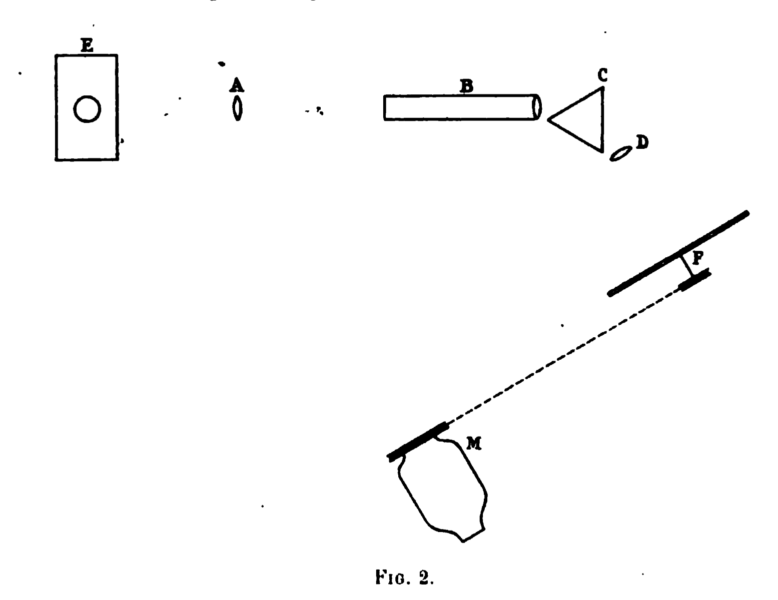


Fig. 2.

Il est évident que l'image du spectre doit tomber sur la partie de la pellicule qui se trouve perpendiculairement au-dessus ou au-dessous de l'axe de rotation du disque, de manière que la direction de déplacement de la région qui reçoit l'image fasse un angle droit avec la direction de l'étincelle.

Maintenant les différentes parties du spectre ne sont pas toutes à la même distance de l'axe de rotation. Pour pouvoir effectuer la correction dans la réduction des observations, il est nécessaire de connaître la longueur d'onde exacte, qui est située perpendiculairement par rapport à l'axe de rotation. Elle est facile à trouver à l'aide d'un fil à plomb placé devant le disque et passant par le centre ; l'ombre produite par le fil est suffisamment impressionnée sur une photographie quelconque du spectre.

Méthode pour déterminer la vitesse des particules par les mesures des photographies. — Soit AA′ (*fig.* 3) le bord supérieur et BB′ le

bord inférieur du spectre supposé obtenu sur une pellicule immobile. Soit KH l'image monochromatique de la fente au moment du commencement de la décharge et KR, HS les bords courbes d'une raie spectrale, comme ils paraîtraient sur une photographie obtenue avec

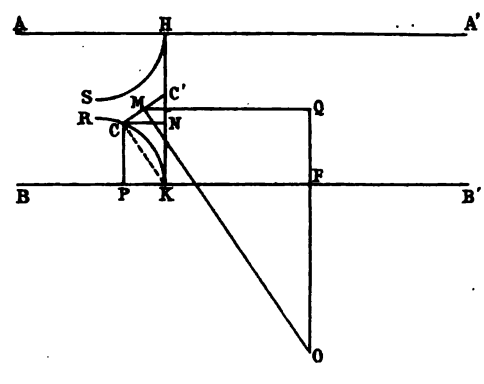


Fig. 3.

une pellicule mobile. On détermine les déplacements en mesurant les coordonnées PC $= y$ et NC $= x$. Soit O le centre du disque ; un point C′ quelconque de l'image de la fente décrira un arc C′C sur la pellicule mobile et le temps mis par la particule, pour aller de K en C′, correspond au temps employé par le point C à tracer l'arc CC′, qui, dans notre cas, peut être confondu avec sa corde. Soit M le milieu de CC′, MQ perpendiculaire à HK et QO parallèle à HK. Par conséquent :

$$C'N : NC = MQ : OQ ;$$

en faisant KC′ $= z$, OF $= a$, FK $= b$, et en négligeant de petites quantités, on a :

$$z - y = \frac{bx}{a},$$

de même pour la courbe HS :

$$z - y = -\frac{bx}{a}.$$

On a aussi CC′ : CN $=$ OM : OQ, ou, en posant CC′ $=$ S et OM $= r$ et en négligeant des petites quantités :

$$S : x = r : a + y.$$

Soit $a = c - h$, où c est la distance entre O et le milieu du spectre, et h la demi-largeur du spectre; nous avons avec une approximation suffisante :

$$\frac{S}{x} = \frac{r}{c}\left(1 \pm \frac{h-y}{c}\right),$$

où le signe — indique les mesures faites dans la direction de HS.

Le temps t, mis pour tracer l'arc CC′, est égal à $\frac{S}{r\omega}$, ω étant la vitesse angulaire du disque, et, en désignant par v la vitesse linéaire au milieu du spectre, nous avons :

$$t = \frac{Sc}{rv} = \frac{x}{v}\left(1 \pm \frac{h-y}{c}\right).$$

Les mesures des photographies nous donnent y et x ; h et c ont été pour ainsi dire constants dans les expériences ; les équations précédentes permettent de calculer :

$$z = y \pm \frac{bx}{c} \qquad \text{et} \qquad t = \frac{x}{v}\left(1 \pm \frac{h-y}{c}\right).$$

Soient x_1, y_1 et x_2, y_2, les coordonnées de deux points assez rapprochés l'un de l'autre sur l'image courbe de la raie spectrale, la vitesse de la particule lumineuse au point correspondant dans l'étincelle sera égale à $K\frac{y_2 - y_1}{t_1 - t_2}$, où K est le rapport entre la longueur de l'étincelle et celle de son image sur la pellicule.

Manière d'opérer. — Après avoir effectué tous les réglages nécessaires [1] pour obtenir des images nettes du spectre sur la pellicule et après avoir fixé cette dernière entre les deux disques, on faisait éclater une seule étincelle et on recevait ainsi son spectre sur la pellicule, le disque étant encore immobile ; ce spectre servait de terme de comparaison. Maintenant on faisait tourner le disque avec la vitesse nécessaire et, quand le mouvement était devenu uniforme, on faisait éclater environ six étincelles dont les images des spectres se distribuaient au hasard sur la pellicule; parfois quelques-uns de ces spectres étaient superposés. Les images n'étaient pas toutes de la même pureté, car l'étincelle n'éclate pas toujours parallèlement

[1] Pour les détails, voir Schuster et Hemsalech, *loc. cit.*

à la fente. Pour les mesures, on choisissait toujours les deux meilleures images. Ces mesures consistaient à évaluer les déplacements horizontaux de chaque raie spectrale à différentes distances du bord du spectre, et elles étaient effectuées à l'aide d'un comparateur construit par Zeiss.

Résultats. — Aspects d'une étincelle électrique. — La *fig.* 4 représente la photographie d'une étincelle ordinaire d'un centimètre de longueur, produite par la décharge de cinq grandes bouteilles de Leyde, et éclatant entre des électrodes en fer. Vers le milieu de cette



Fig. 4.

étincelle on aperçoit le trait lumineux, bien limité, reliant les extrémités (visibles sur la figure) des deux électrodes. Comme nous l'avons constaté ultérieurement, ce trait lumineux est dû à la décharge initiale, perçant la couche d'air entre les électrodes. L'auréole qui entoure le trait lumineux a une forme très irrégulière et nébuleuse; son étendue et son éclat varient selon la nature du métal qui constitue les électrodes.

Mesure des vitesses moléculaires. — Les meilleurs résultats ayant été obtenus avec le zinc, nous avons choisi ce métal pour l'étude

dans des conditions différentes, en faisant varier la capacité du condensateur et la distance explosive. La *fig.* 5 représente le spectre du zinc obtenu par une seule étincelle quand la pellicule était immo-



Fig. 5.

bile. La *fig.* 6 représente le même spectre quand la pellicule se déplace à raison de 100 mètres par seconde pour la partie au milieu du

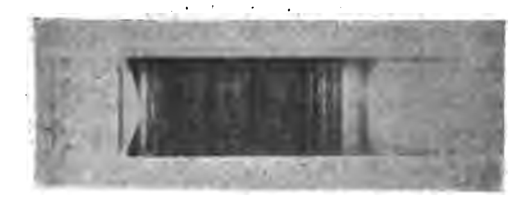


Fig. 6.

spectre. On voit que les raies de l'air sont restées droites, mais les raies métalliques sont courbes et élargies. Il en résulte donc que les vapeurs métalliques restent lumineuses plus longtemps que l'air et que les particules métalliques sont projetées des électrodes avec une vitesse mesurable. L'élargissement du doublet de l'azote dans le vert correspond à une durée de luminosité de 4×10^{-7} de seconde seulement. Il semble que l'air reste lumineux un peu plus longtemps au centre de l'étincelle que près des pôles.

Les résultats des mesures pour les raies du zinc sous différentes conditions sont contenus dans le tableau ci-dessous. On ne donne que les vitesses moyennes entre l'électrode et un point situé à une distance de 2 millimètres de celle-ci. Les vitesses sont données en mètres par seconde dans les trois dernières colonnes.

Distances explosives en centimètres	Longueur d'onde	VITESSES MOYENNES — Nombre de bouteilles de Leyde 2	4	6
0,51	4.925	814	556	416
	4.811	1.014	668	529
1,03	4.925	400	499	415
	4.811	501	548	545
1,54	4.925	723	1.061	435 ?
	4.811	1.210	1.526	492 ?

Un fait remarquable, dans ce tableau, est que la vitesse pour le doublet $\lambda = 4.925$ est moindre que celle pour la raie $\lambda = 4.811$, la raie la moins réfrangible du triplet dans le bleu; cela pourrait s'expliquer par le fait que la raie 4.925 (la composante la moins réfrangible du doublet) est plus large et diffuse près du bord du spectre; par conséquent, il est difficile de pointer le réticule du microscope exactement sur cette raie. Il se peut que, si cette cause d'erreur n'existait pas, le doublet donnât des valeurs plutôt plus grandes que plus petites pour la vitesse. En comparant entre elles les différentes capacités, nous trouvons que, pour une distance explosive de 5 millimètres, les vitesses sont plus grandes pour de petites que pour de grandes capacités, résultat qui demande à être confirmé. Avec les grandes distances explosives de 1,5 centimètre, le chemin de la décharge devient très irrégulier et les nombres obtenus pour les vitesses sont très douteux.

Pour la distance explosive d'un centimètre, les nombres obtenus pour les vitesses ne donnent pas une différence décisive due à la capacité; aussi, pour la capacité de six bouteilles de Leyde, la longueur de l'étincelle ne semble pas influer sur le résultat. Nous pensons donc être en droit, dans ces conditions, de comparer entre elles les vitesses obtenues pour les différents métaux.

Les vitesses moyennes sont contenues dans le tableau suivant:

La distance explosive était égale à 1 centimètre, et l'étincelle était produite par six bouteilles de Leyde. Les métaux sont rangés dans l'ordre de leurs poids atomiques.

Métal	Longueur d'onde	Vitesse moyenne en mètres par secon
Aluminium	4.512 4.478 4.446 3.613 3.602 3.585	.... 1.890

Métal	Longueur d'onde	Vitesse moyenne en mètres par seconde
Zinc	4.925 4.912	415
	4.811 4.722	545
Cadmium	5.379 5.339	435
	5.086 4.800 4.416 3.613	559
Bismuth	5.209 4.561 3.696	1.420
	4.302 4.260	533
	3.793	394
Mercure, amalgame de cadmium.	5.461 4.359	988
	3.663	590
Amalgame de zinc	4.359	481
	3.663	383

Magnésium. — Toute l'énergie du spectre semble être concentrée dans la raie $\lambda = 4.481$ et dans le triplet commençant par $\lambda = 3.838,4$. Sur la pellicule mobile, ces raies sont résolues dans des nuages remarquables comme le montre la *fig.* 7. On peut cependant conclure de la courbure des raies que la vitesse des particules de magnésium est grande et environ la même que celle de l'aluminium.



Fig. 7.

Fer et manganèse. — Plusieurs de leurs raies sont marquées sur la pellicule immobile; mais, en faisant tourner le disque, elles disparaissaient complètement. Cependant, en diminuant la vitesse de rotation et en élargissant la fente, les déplacements de ces raies pouvaient être observés, mais on n'a pu effectuer des mesures.

Le *cuivre* et l'*argent* ne donnaient pas de raies assez bien définies pour des mesures.

Le *bismuth* a donné des résultats très intéressants en ce qu'il possède certaines raies qui sont très peu déplacées, donnant des vitesses très grandes, tandis que d'autres ne le sont que très peu, donnant des vitesses très lentes. Il y a une certaine difficulté dans les mesures des raies du bismuth, mais nos meilleures photographies ne laissent pas de doute à cet égard.

En comparant entre eux les résultats obtenus pour les différents métaux, la question qui se présente évidemment est de chercher une relation entre les vitesses et les poids atomiques. Mais l'incertitude de nos nombres est tellement grande que, pour le moment, nous pouvons seulement tirer cette conclusion générale que les deux métaux examinés par nous et ayant les poids atomiques les plus petits sont aussi ceux qui donnent les plus grandes vitesses. Nous ne pouvons pas entrer ici dans les détails de la discussion des résultats, et nous devons, pour cela, renvoyer le lecteur au mémoire original (1).

Expériences sans décomposition prismatique. — En envoyant sur la pellicule mobile l'image d'une étincelle analogue à celle représentée sur la *fig.* 4, on constate que l'image du trait lumineux reste immobile, tandis que l'image de l'auréole est allongée considérablement, surtout vers le milieu de l'étincelle, ce qui montre que la durée d'éclat du trait lumineux est très courte tandis que l'auréole reste encore visible pendant un temps relativement grand. La *fig.* 8 représente une de ces photographies; le trait lumineux n'est pas visible dans cette reproduction, mais on le voit bien sur le cliché original, où il marque nettement le bord de l'image, ce qui prouve que le trait lumineux est la première phase dans la production d'une étincelle, et il marque le chemin de la décharge initiale. Les oscillations ne sont pas visibles non plus sur cette photographie : elles sont cachées par l'auréole. Si maintenant on interpose un collimateur pourvu d'une fente et qu'on projette l'image de l'étincelle sur la fente parallèlement à cette dernière, de sorte que l'image reçue sur la pellicule photographique soit une ligne fine et nette, on voit les oscillations de la décharge s'imprimer admirablement bien sur la pellicule La *fig.* 9 représente un agrandissement (six fois) de la photographie d'une de ces étin-

(1) Schuster et Hemsalech, *loc. cit.*

celles. La vitesse linéaire de la pellicule était de 100 mètres par seconde.

La ligne droite que l'on aperçoit sur cette gravure est produite par la décharge initiale ou le trait lumineux; la série de lignes courbes indique les oscillations, et, en comparant les *fig.* 8 et 9, il devient évident que ces oscillations ont lieu dans l'auréole. Nous avons vu plus haut, en photographiant le spectre de l'étincelle sur la pellicule mobile, que les raies restées droites étaient celles dues à l'air et que les raies devenues courbes étaient celles dues au métal qui constituait les électrodes. Il résulte donc de ces expériences que la décharge initiale donne le spectre du gaz et que les oscillations qui ont lieu dans l'auréole donnent le spectre du métal. Ceci était encore confirmé, sur la pellicule photographique, par la répétition successive, par suite des oscillations de la décharge, des raies métalliques de certains métaux (le bismuth et le mercure). L'auréole est donc constituée par la matière des électrodes, entraînée par la décharge et chauffée jusqu'à l'incandescence, surtout par les oscillations qui suivent la décharge initiale. En résumé, une étincelle électrique se produit de la manière suivante : La couche d'air entre les deux électrodes est d'abord percée par la décharge initiale; ensuite l'air qui se trouve dans le voisinage immédiat du chemin parcouru par la décharge est rendu incandescent : c'est le *trait lumineux*. Mais, immédiatement après, l'espace compris entre les deux électrodes se remplit de la vapeur métallique produite et entraînée [1] par la décharge initiale : c'est *l'auréole*. Les oscillations qui suivent la décharge initiale traversent cette vapeur et la réchauffent.

L'effet de self-induction dans le circuit de décharge. — L'étincelle oscillante. — En insérant dans le circuit de décharge une bobine de self-induction sans noyau métallique, qu'on peut faire varier à volonté, on observe qu'avec l'augmentation de la self-induction la forme de l'auréole devient de plus en plus régulière et la décharge initiale ou le trait lumineux devient de plus en plus faible, de manière que l'étincelle semble formée uniquement de la vapeur métallique incandescente. La forme que prend l'étincelle est celle d'une sphère ou d'un ellipsoïde, selon la longueur de l'étincelle. La nature du métal qui constitue les électrodes semble aussi influer sur la forme de

---

[1] Ce flux de la vapeur métallique est probablement aussi dû en partie à l'état de raréfaction de l'espace entre les deux électrodes, état causé par la décharge initiale.

l'étincelle. Des formes très régulières sont obtenues avec le cuivre et l'aluminium. Le cadmium et le plomb donnent des étincelles oscillantes plus ou moins irrégulières. En ce qui concerne l'éclat des étincelles oscillantes, il dépend, en premier lieu, de la nature métallique des électrodes ; avec des électrodes de fer et de cobalt, l'intensité de l'étincelle commence d'abord par diminuer et ensuite augmente par l'insertion d'une faible self-induction qu'on augmente graduellement (en faisant abstraction du trait lumineux de l'étincelle ordinaire, qui est excessivement faible dans l'étincelle oscillante).

Avec des électrodes en magnésium, l'éclat de l'étincelle, par suite de l'accroissement de la self-induction, atteint d'abord un minimum, puis un maximum, et ensuite un deuxième minimum.

Pour le zinc, le cadmium, le cuivre, l'aluminium et le plomb, les variations dans l'éclat sont analogues à celles que nous avons observées pour le fer et le cobalt, excepté que leurs maxima sont plus faibles ; quant à la self-induction correspondant à ces maxima et minima, elle varie avec la nature du métal.

En photographiant une étincelle oscillante sur une pellicule mobile, on remarque que la décharge initiale est beaucoup affaiblie, tandis que les oscillations qui la suivent sont très marquées et en même temps plus lentes et plus nombreuses que dans l'étincelle ordinaire. La *fig.* 10 est la reproduction d'une photographie d'une étincelle oscillante obtenue à l'aide du disque tournant. En comparant cette photographie avec la *fig.* 9, obtenue avec la même étincelle, mais sans self-induction, on voit, dans ce dernier cas, que c'est la décharge initiale qui prédomine, contrairement à ce que l'on constate dans le premier cas, où ce sont les oscillations qui prédominent. En augmentant davantage la self-induction, la décharge initiale disparaît presque complètement. Nous avons, en effet, trouvé (¹) que le spectre de l'air, que l'on voit toujours dans les étincelles ordinaires, et qui est dû au trait lumineux, avait complètement disparu ; de sorte que le spectre de l'étincelle oscillante ne contenait que des raies dues au métal, mais douées d'un éclat remarquable. On peut se rendre compte de ces évolutions des raies spectrales en comparant les *fig.* 8, 9 et 10. Sans self-induction, la décharge est brusque, de manière que presque toute l'énergie est

(¹) Schuster et Hemsalech, *loc. cit.*, p. 211.

utilisée dans la décharge initiale ; avec self-induction, il y a des courants induits dans la bobine, de sens opposé, et qui empêchent une décharge rapide. La couche d'air entre les deux électrodes est percée par une faible décharge initiale qui, en même

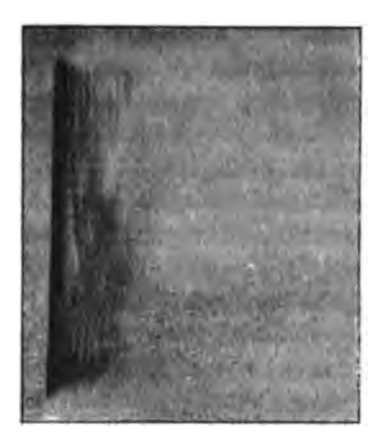


Fig. 8.



Fig. 9.

temps, produit une petite quantité de vapeur métallique ; cette dernière est ensuite traversée par la première oscillation, laquelle réchauffe cette vapeur et en produit encore davantage. La deuxième

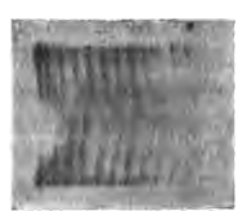


Fig. 10.

oscillation traverse la vapeur engendrée par la première en produisant encore de la vapeur métallique, et ainsi de suite pour chaque oscillation d'une même décharge. On voit donc que presque toute l'énergie, dans une étincelle oscillante, est utilisée pour chauffer la vapeur métallique ; c'est seulement la faible décharge initiale qui traverse la couche d'air, et elle n'est pas assez forte pour chauffer

l'air jusqu'à l'incandescence appréciable ; elle est cependant suffisamment forte pour produire de la vapeur métallique, qui est ensuite réchauffée par les oscillations qui suivent la décharge initiale et dont la quantité augmente à chaque oscillation ([1]).

Si l'on introduit dans la bobine de self-induction un noyau de fer, les oscillations de la décharge sont détruites, comme je l'ai démontré dans un article antérieur ([2]). Pour marquer cette influence du fer d'une manière plus nette, j'ai eu recours à la méthode photographique, qui consiste à photographier l'étincelle sur une pellicule fixée sur la périphérie d'une poulie et en me servant d'un collimateur pourvu d'une fente (comme on l'a décrit plus haut). Quand la poulie est immobile, l'image de la fente est unique (*fig.* 11). Quand on fait

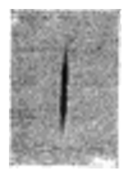


Fig. 11.



Fig. 12.

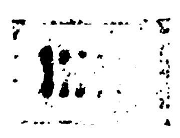


Fig. 13.

tourner la poulie de manière à lui donner une vitesse périphérique d'environ 15 mètres par seconde, on obtient une série d'images de la fente correspondant aux oscillations de la décharge (*fig.* 12) ; la self-induction utilisée était de 0,042 henry. En introduisant un petit noyau de fer de 18 millimètres de diamètre dans la bobine de self-induction, le nombre des oscillations diminue beaucoup, comme le montre la *fig.* 13.

Avec un noyau de fer de 46 millimètres de diamètre, une ou deux oscillations seulement persistent.

Pour montrer que c'est seulement la surface du noyau de fer qui intervient, comme l'a déjà montré M. J.-J. Thomson ([3]), j'ai remplacé le noyau de fer par un tube mince de même diamètre que le noyau : l'action semble même plus vigoureuse qu'avec un noyau. Une de ces photographies est reproduite par la *fig.*14. La décharge

---

([1]) Pour la spectroscopie de l'étincelle électrique dans différentes conditions de décharge, voir Hemsalech, *Recherches expérimentales sur les spectres d'étincelles*, Paris ; 1901.

([2]) *J. de Phys.*, 3e série, t. IX p. 437 ; 1900.

([3]) J.-J. Thomson, *Smithsonian report for* 1892, p. 251, Washington ; 1893.

initiale est représentée par une faible ligne fine ; la seule oscillation bien développée ressemble plutôt à une étincelle continue.



Fig. 14.



Fig. 15.

Si l'on remplace le tube de fer par un tube de cuivre, on obtient le même effet qu'avec le premier, mais beaucoup plus faible, comme le montre la *fig.* 15. En employant des oscillations beaucoup plus rapides, nous avons obtenu des résultats identiques aux précédents. Il résulte donc que la suppression des oscillations dans les conditions énumérées ci-dessus tient à deux causes : le magnétisme du fer et les courants de Foucault. Dans le cas du fer, ces deux causes s'ajoutent l'une à l'autre, tandis que, dans le cas du cuivre, ce sont les courants de Foucault seuls qui interviennent.

En terminant, je désire exprimer mes remerciements au Conseil de la Société Royale de Londres, pour avoir bien voulu m'accorder la permission de reproduire quelques-unes des figures contenues dans les *Philosophical Transactions*.

SUR UNE ACTION MAGNÉTISANTE DE CONTACT ET SON RAYON D'ACTIVITÉ ;

Par M. Ch. MAURAIN.

J'ai étudié dans un travail récent (¹) l'aimantation que prennent les dépôts électrolytiques de fer obtenus dans un champ magnétique et les propriétés de ces dépôts ; au cours de ces expériences, j'ai constaté une action magnétisante particulière : lorsque le dépôt est effectué sur une électrode de fer préalablement aimantée, celle-ci exerce sur les couches qui se déposent une action telle que ces couches prennent une forte aimantation de même sens que celle de l'élec-

(¹) *J. de Phys.*, 3e série, t. X, p. 123-135 ; 1901 ; — et *Ecl. Elec.*, t. XXVI, p. 212-222 ; 1901.

trode ; cette action magnétisante de contact est très active, car, lorsqu'on effectue le dépôt dans un champ magnétique de sens inverse à celui de l'aimantation de l'électrode, l'action de l'électrode l'emporte sur celle du champ. C'est une action moléculaire qu'on peut assimiler à celles qui produisent les phénomènes capillaires ou encore à celles qui agissent dans l'accroissement des cristaux. Dans le présent travail, j'étudie cette action ; j'ai cherché aussi comment elle varie quand, au lieu d'effectuer le dépôt de fer directement sur l'électrode aimantée, on recouvre d'abord celle-ci de minces couches d'un métal non magnétique.

Disposition des expériences. — C'est celle qui a été utilisée dans le travail cité plus haut, auquel je renverrai pour le détail ; je la rappellerai seulement ici d'une manière très brève : les dépôts électrolytiques sont effectués à l'intérieur d'un long tube de verre vertical ; les cathodes sont des tiges cylindriques disposées suivant l'axe du tube ; l'anode est une carcasse cylindrique en fils de platine, qu'on peut faire glisser le long de la paroi du tube ; le champ magnétique est produit par un courant électrique circulant dans une bobine dont les spires entourent directement le tube de verre ; le bain employé dans la plus grande partie des expériences contenait 10 grammes d'oxalate double de fer et d'ammonium et 5 grammes d'oxalate d'ammonium par litre d'eau.

Un magnétomètre à miroir placé près du tube mesure l'aimantation du dépôt ; la déviation de la tache lumineuse sur l'échelle représente à chaque instant l'aimantation totale du dépôt ; supposons qu'on construise la courbe représentant cette déviation en fonction du temps : si les conditions de l'électrolyse restent bien constantes, le coefficient angulaire de cette courbe en chaque point mesure l'aimantation de la couche qui se dépose au moment correspondant.

Action magnétisante au contact immédiat. — 1. Pour l'étudier, j'ai employé comme cathodes aimantées des tiges de laiton recouvertes d'un dépôt électrolytique de fer obtenu dans un champ magnétique. On peut préparer à l'avance la cathode aimantée, et, au moment de faire une expérience, la plonger dans le bain d'électrolyse [il faut alors que le circuit se trouve fermé par le fait même que la cathode pénètre dans le bain, pour éviter une action chimique du bain sur la cathode, que j'ai signalée (1) ; il faut aussi fixer rapidement le magnétomètre,

(1) *J. de Phys.*, *loc. cit.*, p. 130 ; *Ecl. El.*, *loc. cit.*, p. 219.

qui a été dévié par l'action de la cathode]. Il est plus simple de faire succéder sans interruption l'expérience relative à l'action magnétisante à la formation de la cathode : on produit d'abord sur la tige de laiton un dépôt électrolytique de fer, dans un certain champ magnétique; ce dépôt prend une aimantation bien définie; à un certain moment, on supprime le champ ou encore on en change brusquement la valeur; le dépôt antérieur de fer aimanté constitue alors la cathode aimantée sur laquelle se déposent les nouvelles couches, et son aimantation agit sur elles. Les effets observés par les deux procédés sont d'ailleurs les mêmes.

II. Prenons d'abord le cas simple où, sur une cathode aimantée, on dépose du fer dans un champ sensiblement nul. Pour réaliser ce cas, on produit d'abord un dépôt de fer dans un champ déterminé; on observe la marche du magnétomètre; elle est régulière [sauf au début (1)]; la courbe qui la représente en fonction du temps est une droite, dont le coefficient angulaire mesure l'aimantation bien définie de cette couche recouvrant la cathode. A un certain moment, on supprime le champ; pour cela, on substitue au courant qui passait dans la bobine un courant de sens et d'intensité tels qu'il compense aussi exactement que possible le champ terrestre; l'électrolyse continuant, le magnétomètre continue à dévier, ce qui permet de mesurer l'aimantation des nouvelles couches : on la trouve de même sens que celle des couches initiales, et presque aussi intense; par exemple, pour une valeur du champ initial égale à 15 gauss (un. électromagn. C. G. S.), l'aimantation des nouvelles couches était les 0,85 de celle des couches initiales; pour 1^{ga},8, environ 0,87.

III. Supposons maintenant qu'au lieu de substituer à un certain moment au champ primitif H (que nous dirons de sens positif) un champ sensiblement nul, on lui substitue un champ négatif H'. Si ce dernier champ agissait seul, les couches de fer qui continuent à se déposer s'aimanteraient négativement. L'action de contact de l'électrode tend, au contraire, à les aimanter positivement. Laquelle de ces deux actions va l'emporter? Dans plusieurs séries d'expériences faites avec une certaine valeur du champ positif initial et des valeurs croissantes (en valeur absolue) du champ négatif qu'on lui substitue, j'ai constaté que l'aimantation des nouvelles couches est encore posi-

---

(1) La perturbation initiale, que j'ai déjà signalée (*J. de Phys.*, *loc. cit.*, p. 125), sera étudiée en détail dans un prochain article.

tive, et même forte, c'est-à-dire que l'action magnétisante de contact l'emporte sur celle du champ négatif, et cela même pour des valeurs considérables de ce champ. Voici quelques exemples numériques, dans lesquels les champs sont indiqués en gauss, et les intensités d'aimantation en unités arbitraires, les mêmes naturellement pour chaque couple de valeurs comparées.

H	H'	Intensité d'aimantation	
		des couches initiales	des nouvelles couches
+ 9,5	— 1,5	+ 3,6	+ 3
+ 9,5	— 8,5	+ 3,5	+ 2,6
+ 15	— 15	+ 17	+ 7

Si on continue des expériences analogues, en augmentant encore le champ négatif, une action perturbatrice intervient, celle du champ négatif sur l'aimantation des couches initiales de la cathode. J'ai montré, en étudiant les cycles d'hystérésis de tels dépôts, que, lorsqu'on fait revenir le champ en arrière à partir de sa valeur positive maximum, son action sur l'aimantation du dépôt est très faible pendant un long intervalle, et même pour des valeurs négatives considérables du champ (c'est, en somme, ce qui a permis de faire les expériences précédentes dans des conditions très nettes); à un certain moment, son action s'accentue brusquement, une très faible augmentation de la valeur du champ renverse alors l'aimantation du dépôt et lui donne une valeur négative considérable; dans cette région critique du champ, des phénomènes de traînage magnétique énergiques se produisent. Ceci posé, revenons aux expériences actuelles : on constate que, tant qu'on n'est pas arrivé à cette région critique du champ négatif, l'action magnétisante de contact l'emporte sur celle du champ négatif; lorsqu'on est arrivé à cette région critique du champ, les phénomènes de traînage qui se produisent pour les couches antérieures font que l'indication du magnétomètre ne permet plus de voir ce que devient l'aimantation des nouvelles couches. D'ailleurs, bientôt l'aimantation des couches antérieures étant devenue négative, son action de contact est de même sens que l'action du champ négatif, et tout concorde à donner aux nouvelles couches une aimantation négative.

En résumé, tant que le champ négatif qu'on substitue au champ positif initial n'a pas une valeur telle qu'il renverse l'aimantation des couches initiales, l'action magnétisante de celles-ci l'emporte sur l'action magnétisante du champ négatif.

Ce qui précède se rapporte à l'aimantation des couches qui sont déposées immédiatement après qu'on a inversé le champ. Si on maintient longtemps un champ négatif notable, voici ce qui se produit : l'aimantation des couches qui se déposent à partir du moment où on a établi ce champ se met bientôt à diminuer, lentement si le champ négatif est faible, plus rapidement s'il est assez intense ; dans ce dernier cas, elle change même de signe au bout d'un certain temps, et devient négative avec une valeur absolue croissante. Il se produit alors une action curieuse, d'ailleurs facile à prévoir d'après ce qui précède : ces nouvelles couches à aimantation négative agissent sur les couches qui les précèdent, et, si on laisse durer l'expérience assez longtemps, ces actions de contact, s'exerçant de proche en proche et s'ajoutant à celle du champ négatif, arrivent à un moment à renverser l'aimantation positive des couches antérieures ; à ce moment, le magnétomètre dévie très rapidement, des traînages très marqués se produisent, correspondant évidemment à ce fait que les couches primitivement positives cèdent de proche en proche, et bientôt toutes les couches ont une aimantation négative dont l'intensité dépend de la valeur du champ.

Je crois inutile d'insister sur les expériences très variées qu'on peut réaliser en utilisant cette action magnétisante de contact, et dont j'ai décrit les plus simples. J'ajouterai seulement que j'ai constaté que l'action est la même en tous les points de la cathode aimantée ; il suffit pour cela de disposer le bain de façon que le dépôt de fer secondaire ait son extrémité voisine du magnétomètre en différents points du dépôt primaire.

Variation de l'action magnétisante avec la distance. — I. *Principe des expériences.* — Pour étudier cette variation, j'ai effectué des expériences analogues aux précédentes, mais en intercalant entre la cathode aimantée et le dépôt de fer sur lequel elle devait agir des couches de différentes épaisseurs de métaux non magnétiques. Pour que les résultats fussent comparables, il fallait faire toutes les expériences dans les mêmes conditions. Après différents essais, il m'a semblé que les conditions les plus favorables étaient d'opposer à l'action d'une cathode fortement aimantée, dans le sens positif, celle d'un faible champ magnétique négatif. Dans ces conditions, quand le dépôt de fer est effectué directement sur la cathode aimantée, il acquiert une forte aimantation qui persiste à peu près constante pour une couche assez épaisse ; la courbe qui représente la déviation du

magnétomètre en fonction du temps est ainsi une droite très inclinée (telles sont les courbes *a* des *fig.* 2, 3 et 4). D'ailleurs, quand le dépôt est effectué sur une cathode de laiton, c'est-à-dire qu'il est soumis seulement à l'action du champ négatif, il prend une aimantation négative bien déterminée, et la courbe représentative est aussi une droite ([1]), mais dirigée vers le bas (telles sont les courbes *b* des mêmes figures). Entre ces deux courbes extrêmes s'échelonnent celles qui correspondent aux différentes épaisseurs du métal non magnétique intermédiaire entre la cathode aimantée et le dépôt de fer; je reviendrai tout à l'heure sur ces courbes.

Toutes les cathodes aimantées ont été préparées de même : les dépôts qui les formaient étaient obtenus dans un champ de $+ 14^{gs},5$, avec un même courant d'électrolyse, une même durée, une même longueur. Le champ négatif qui agissait concurremment avec elles était de $-1^{gs},65$.

II. *Préparation des couches intermédiaires.* — Après avoir essayé plusieurs métaux, j'ai utilisé l'or et le cuivre, qui donnent de bons résultats, et l'argent, qui ne m'en a donné que d'assez bons; les couches d'argent sont plus difficiles à obtenir avec régularité que celles d'or ou de cuivre. Les bains employés ont été obtenus en dissolvant dans un litre d'eau distillée, pour l'or, 1 gramme de chlorure d'or et 2 grammes de cyanure de potassium; pour l'argent, 2 grammes de cyanure d'argent et 4 grammes de cyanure de potassium; pour le cuivre, 4 grammes d'acétate de cuivre, 5 grammes de cyanure de potassium, 5 grammes de carbonate de sodium et 4 grammes de sulfate acide de sodium ([2]). Les cathodes aimantées préparées à l'avance étaient placées dans l'axe de la carcasse cylindrique de fils de platine constituant l'anode, et le courant d'électrolyse se trouvait fermé quand le tout était plongé dans le bain; la densité du courant était d'environ 0,8 de milliampère par centimètre carré de la cathode. Pour chaque expérience, je déterminais l'augmentation de masse due au dépôt du métal non magnétique; ces augmentations étant seulement de quelques milligrammes, je ne pouvais espérer les obtenir, dans ces conditions, avec une grande

([1]) Abstraction faite, comme plus haut, d'une courte période initiale.

([2]) D'après Langbein (Voir Grawinkel et Strecker, *Hilfsbuch für die Elektrotechnik*, p. 516; Julius Springer, Berlin). On dissout à part les sels de sodium, l'acétate et le cyanure; dans la première solution on verse, en agitant, la deuxième, puis la troisième; on filtre; on a alors un bain limpide et incolore.

approximation relative ; comme contrôle de l'approximation obtenue, je calculais pour chaque dépôt la masse déposée par milliampère-minute, en divisant la masse totale par le nombre de milliampères-minutes correspondant à l'expérience ; les nombres obtenus ainsi ont varié, pour les dépôts d'or, de $4,5 \cdot 10^{-6}$ grammes à $7 \cdot 10^{-6}$ (moyenne 5,9) ; pour le cuivre, de $4,43 \cdot 10^{-6}$ à 7,8 (moyenne 6,6) ; pour l'argent, de $17,3 \cdot 10^{-6}$ à 32 (moyenne 26,3) ; ces variations ne présentaient d'ailleurs aucune régularité par rapport à la durée des électrolyses ; j'ai donc pensé obtenir plus de précision dans le calcul des épaisseurs en déduisant celles-ci de la masse obtenue en multipliant le nombre de milliampères-minutes correspondant à chaque expérience (qui est, lui, parfaitement déterminé) par la valeur moyenne des nombres précédents pour le métal en jeu ; j'ai admis dans ces calculs que la densité était constante, 19,3 pour l'or, 8,8 pour le cuivre et 10,5 pour l'argent (1).

J'ai cherché à éviter par la disposition des expériences la cause d'erreur suivante dans l'évaluation des épaisseurs : l'étude de dépôts de fer obtenus dans les mêmes conditions que ces dépôts intermé-

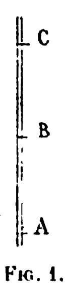


Fig. 1.

diaires m'a montré que l'épaisseur n'est pas parfaitement régulière d'un bout à l'autre de la tige recouverte ; elle est un peu plus forte à la partie de la tige qui forme le haut de la cathode (côté par lequel arrive le courant) ; j'ai donc opéré ainsi : le premier dépôt de fer, celui qui constitue la cathode aimantée, est obtenu sur l'espace AC (*fig.* 1) de la tige de laiton ; le même espace est recouvert du métal

(1) Il semble résulter de tout ce qu'on connait sur les propriétés des lames minces que la densité y a sensiblement la même valeur que dans une masse compacte de la même substance, ou du moins que les variations sont soit très faibles, soit localisées dans une couche superficielle très mince, même par rapport à celles dont il s'agissait ici.

non magnétique, or par exemple; mais, dans l'expérience définitive, où on étudie l'aimantation d'un nouveau dépôt de fer, celui-ci est obtenu seulement sur l'espace BC, B étant le milieu de AC ; l'extrémité B du dépôt est située vis-à-vis du magnétomètre : c'est elle qui agit surtout sur lui, et c'est ainsi la partie du dépôt de fer voisine de B qui est importante dans l'expérience ; or elle se forme dans la région moyenne du dépôt d'or, où l'épaisseur d'or a ainsi toutes les chances de se rapprocher de celle calculée, malgré la petite variation possible de haut en bas.

III. *Résultats.* — Ils sont résumés par les faisceaux de courbes des *fig* 2, 3, 4, correspondant respectivement à des couches intermédiaires d'or, de cuivre et d'argent ; dans ces courbes, les ordonnées représentent les déviations δ du magnétomètre, en millimètres

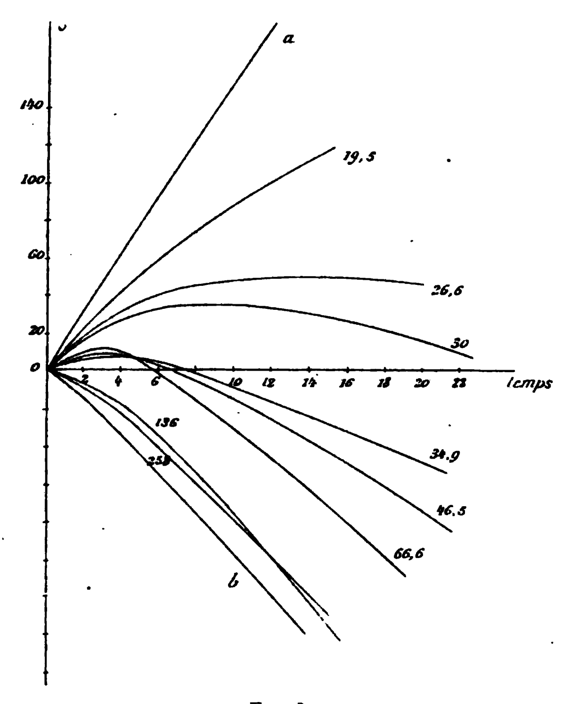


Fig. 2.

de l'échelle,. et les abscisses, les temps en minutes ; l'épaisseur de fer déposée pendant une minute est environ 38 $\mu\mu$; le nombre placé à côté de chaque courbe indique l'épaisseur correspondante du

métal non magnétique intermédiaire, en $\mu\mu$, millionièmes de millimètre.

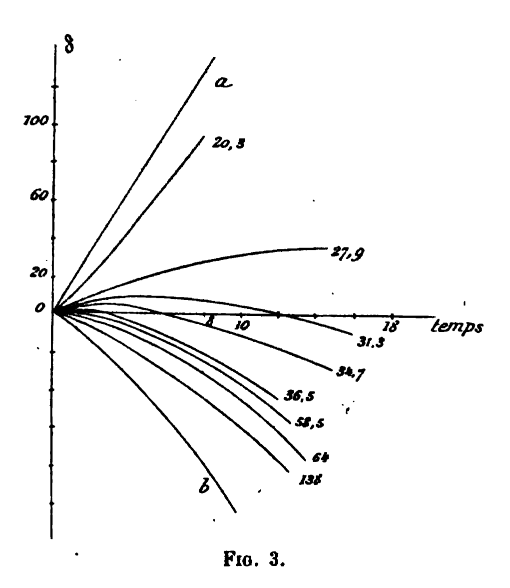


Fig. 3.

Prenons, par exemple, le cas où le métal intermédiaire est l'or ;

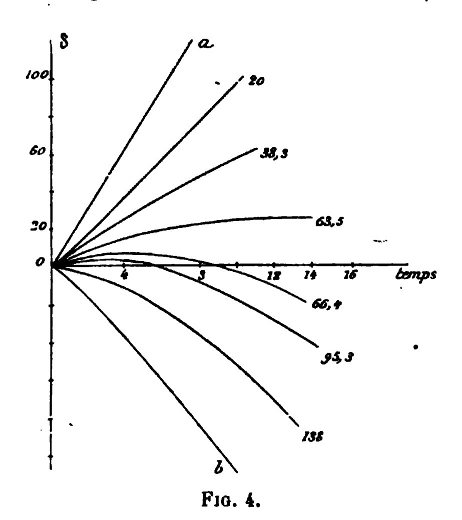


Fig. 4.

pour une épaisseur d'or de 20 $\mu\mu$ environ, le coefficient angulaire de la courbe (c'est-à-dire l'intensité d'aimantation) est déjà notablement

moindre que celui de la courbe *a* correspondant au contact immédiat ; pour 30 $\mu\mu$, l'allure est complètement modifiée : les premières couches seulement s'aimantent positivement, comme l'électrode ; bientôt l'action du champ négatif l'emporte, et le coefficient angulaire change de signe, sa valeur absolue augmentant lentement ; pour des épaisseurs plus considérables, l'action du champ l'emporte dès le début, et les courbes tendent vers la courbe *b* correspondant au cas où le dépôt de fer est effectué, dans le même champ négatif, sur une cathode non magnétique.

Il semble bien que l'interprétation de ces résultats est que l'action magnétisante de l'électrode continue à se faire sentir à de très faibles distances, mais décroît rapidement quand la distance augmente. Une objection qui se présente de suite à l'esprit est la suivante : ces couches intermédiaires, si minces, présenteraient des trous, par lesquels se réaliserait le contact même des nouvelles couches de fer avec la cathode ; l'action de celle-ci serait de moins en moins forte quand la masse du métal intermédiaire augmente, parce que la surface de contact serait de moins en moins grande, le nombre des trous diminuant. Je ne crois pas cette hypothèse admissible : d'abord les couches, observées à la loupe ou au microscope, paraissent bien continues ; de plus, la similitude d'allure des courbes obtenues avec des métaux différents et la régularité avec laquelle se modifient les courbes quand l'épaisseur varie semblent éliminer l'hypothèse d'une action prépondérante de trous ; enfin, j'ai effectué plusieurs expériences en amalgamant des couches d'or déposées sur la cathode aimantée ; s'il y avait des trous, il est probable que l'amalgamation, formant une couche plus molle et gonflant la couche primitive, les boucherait ; or les cathodes ainsi préparées ont fourni des courbes tout à fait analogues à celles obtenues avec une couche d'or non amalgamé, mais correspondant à des épaisseurs plus grandes que celle de la couche d'or avant amalgamation, ce qui est naturel, puisque l'amalgamation a augmenté l'épaisseur de la couche. Peut-être pourrait-on cependant attribuer à des trous accidentels le fait que la partie initiale de quelques-unes des courbes, surtout pour l'or, est un peu élevée par rapport à celle des autres courbes.

Comparons maintenant les faisceaux de courbes obtenus avec les trois métaux ; les épaisseurs qui produisent une certaine modification sont sensiblement les mêmes pour l'or et pour le cuivre, c'est-à-dire pour les deux métaux dont les dépôts sont les meilleurs ; le

parallélisme des résultats obtenus avec ces deux métaux est aussi bon qu'on pouvait l'espérer, étant donnée la difficulté des expériences. Pour l'argent, les épaisseurs correspondantes ont été trouvées sensiblement plus grandes. Je ne crois pas qu'il faille conclure de ce fait que la nature de la couche intermédiaire influe sur la façon dont l'action magnétisante de l'électrode est transmise, à cause de la difficulté que j'ai signalée d'obtenir des revêtements d'argent bien réguliers; d'ailleurs, une telle influence d'un corps non magnétique sur le mode de transmission d'une action magnétique serait bien extraordinaire. Je crois que ce qui est à retenir est, au contraire, le parallélisme des résultats obtenus avec l'or et le cuivre.

En résumé, j'ai étudié une action moléculaire non encore mise en évidence, et j'ai obtenu des renseignements sur son rayon d'activité.

Cette action magnétisante au contact est la manifestation des liaisons magnétiques intérieures par lesquelles M. Ewing a expliqué l'hystérésis ; c'est une action directrice qui, dans mes expériences, s'exerce sur les molécules au moment où elles se déposent et produit alors son maximum d'effet, mais qui existe aussi dans un noyau magnétique compact, et qui cause, en partie du moins (1), le retard dans l'action d'un champ magnétique ; ce retard doit être d'autant plus manifeste que l'orientation des particules du noyau se trouve plus accentuée dans une direction d'ensemble ; c'est pourquoi, dans les dépôts de fer obtenus dans un champ magnétique où l'orientation est aussi complète que possible, l'hystérésis se manifeste si fortement (2).

Relativement au rayon d'activité d'actions moléculaires, on n'avait jusqu'ici que bien peu de renseignements, obtenus en interprétant les résultats d'expériences relatives, plus exactement, aux couches de passage ; je ne reviendrai pas ici sur la discussion de ces expériences, faite récemment par M. Vincent (3) ; les difficultés d'interprétation qu'elles présentent n'existent pas pour mes expériences, où la couche intermédiaire n'intervient que par son épaisseur, de sorte que ces expériences fournissent des renseignements bien définis, mais relatifs, il est vrai, à une action moléculaire de nature spéciale.

---

(1) Pour ne rien préjuger des liaisons moléculaires d'autre nature, qui semblent bien devoir aussi intervenir.

(2) *J. de Phys.*, *loc. cit.*, p. 131.

(3) G. VINCENT, *Ann. de Chim. et de Phys.*, [7], t. XIX, p. 421 ; 1900 ; — et *Revue gén. des Sciences*, t. X, p. 418 1899.

EXPÉRIENCES SPECTROPHOTOMÉTRIQUES SUR LA PEAU;

Par MM. CAMICHEL et MANDOUL.

Les méthodes physiques, quand elles sont applicables à la biologie, sont susceptibles de rendre de grands services à cette science. C'est ainsi que l'application de la méthode spectrophotométrique à l'étude du mécanisme de la coloration de la peau nous a permis de donner la solution complète de certaines questions jusqu'ici mal connues.

Certaines peaux, ne contenant que des granulations de pigment noir, ont la propriété générale d'être bleuâtres par diffusion et rougeâtres par transmission; d'ailleurs, les dimensions des granulations de pigment noir sont de l'ordre de la longueur d'onde; il est donc naturel de penser que la coloration de la peau est, dans ce cas, due à un phénomène analogue à celui des milieux troubles.

Ceux-ci ont été étudiés par de nombreux savants, soit au point de vue théorique, soit au point de vue expérimental : Clausius, Stokes, lord Rayleigh, Crova, Ångström, Hurion, Compan et Stark, etc. Il résulte de l'ensemble de ces travaux : que le coefficient d'absorption K d'un milieu trouble est représenté par l'inverse d'une puissance de la longueur d'onde, qui est, suivant les auteurs et les milieux étudiés : 4, 3, 2.

Nous avons cherché quelle était la loi du coefficient d'absorption de la peau étudiée, et si une formule telle que $\frac{1}{\lambda^k}$ pouvait la représenter ($K = 2$, 3 ou 4).

Toutes les peaux ne se prêtent pas également aux recherches spectrophotométriques. Dans nos premières expériences, nous nous étions adressés à la peau de rainette, à cause de sa minceur, de sa transparence et de son homogénéité. Mais la présence de pigment jaune, mêlé au pigment noir, a rendu impraticable l'interprétation des résultats obtenus [1]. Il fallait s'adresser à une peau, qui tout en

[1] Dans les peaux vertes (rainette), la présence de pigment jaune rend l'étude trop difficile. La formule de l'absorption de la lumière transmise est alors de la forme :

$$m = f(\lambda) + f'(\lambda).$$

$f(\lambda)$ étant le coefficient d'absorption du milieu trouble, dépouillé de pigment jaune, $f'(\lambda)$ étant le coefficient d'absorption du pigment jaune.

Il est impossible d'étudier une formule aussi compliquée, par des expériences qui ne peuvent être étendues à des radiations très éloignées dans le spectre à cause de la grande opacité des peaux.

ayant les qualités de celle de la rainette, ne renfermât qu'un seul pigment. Après avoir fait quelques essais sur la peau de lézards, de poissons, nous nous sommes définitivement arrêtés à la peau de la région cervicale de la pintade (d'un beau bleu).

La peau, préalablement fixée à l'alcool, est montée dans la glycérine, et la préparation lutée à la paraffine.

L'appareil photométrique est le même que celui que nous avons décrit dans un travail précédent (*Séance de la Société de Physique; Pâques*, 1901. Camichel et Bayrac : Sur une nouvelle méthode permettant de caractériser les matières colorantes) [1].

Voici comment on procède. On amène à l'égalité les deux spectres pour une radiation déterminée; l'angle des deux nicols est α; le faisceau d'intensité I_2 qui ne traverse pas les deux nicols est atténué par une pile de glaces (couvre-objets) qui a l'avantage d'atténuer la lumière sans la colorer.

Après avoir noté l'angle α, on remplace la pile de glaces par la peau.

On amène à l'égalité les deux spectres et l'on nomme α' l'angle des sections principales des deux nicols.

Si l'on désigne par I_1 l'intensité maximum du faisceau qui traverse les deux nicols, on a :

$$I_1 \sin^2 \alpha = I_2 K,$$

K dépend du nombre de glaces empilées.

On a dans la deuxième expérience :

$$I_1 \sin^2 \alpha' = K' I_2 e^{-mz},$$

z désigne l'épaisseur ; m, le coefficient d'absorption.

$$m = f(\lambda).$$

On a :

$$\frac{\sin^2 \alpha'}{\sin^2 \alpha} = \frac{K'}{K} e^{-3zf(\lambda)},$$

d'où :

$$\log \frac{\sin \alpha}{\sin \alpha'} = b . f(\lambda) + a.$$

(1) Cet appareil est, en réalité, le spectrophotomètre de Crova, dans lequel le prisme à vision directe est remplacé par quatre prismes de flint.

Soient : $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \lambda_4, \lambda_5$, etc., les longueurs d'onde pour lesquelles les déterminations sont faites. On forme :

$$\gamma_2 = \log \frac{\sin \alpha_2}{\sin \alpha'_2} - \log \frac{\sin \alpha_1}{\sin \alpha'_1} = b\,[f(\lambda_2) - f(\lambda_1)].$$

$$\gamma_3 = \log \frac{\sin \alpha^3}{\sin \alpha'_3} - \log \frac{\sin \alpha_1}{\sin \alpha'_1} = b\,[f(\lambda_3) - f(\lambda_1)].$$

$$\gamma_4 = \log \frac{\sin \alpha_4}{\sin \alpha'_4} - \log \frac{\sin \alpha_1}{\sin \alpha'_1} = b[f(\lambda_4) - f(\lambda_1)].$$

On construit la courbe, lieu des points :

$$(\lambda_2, \gamma_2)\ (\lambda_3, \gamma_3)\ (\lambda_4, \gamma_4).$$

Si le noir de fumée et la peau ont la même constitution, la courbe C_n du noir de fumée doit avoir des ordonnées proportionnelles aux ordonnées correspondantes de la courbe C_p pour la peau.

Voici le tableau des expériences :

Graduation du micromètre :

63 div.	686
85	656
150	589
257	518

PEAU DE PINTADE.

Extinction des nicols : 4°,3.

Micromètre	λ	$\alpha' + 4°,3$	α'	$\alpha + 4°,3$	α	$-\log \frac{\sin \alpha'}{\sin \alpha}$	Ordonnées de la courbe C_p
85	0μ,656	43°,4	39°,1	52°,7	48°,4	0,07397	0
100	638	38°,5	34°,2	47°,8	43°,5	0,8801	0,014
125	612	33°,4	29°,0	45°,9	41°,6	0,13518	0,061
150	589	30°,4	26°,1	44°,9	40°,6	0,17004	0,096
175	470	29°,0	24°,7	46°,0	41°,7	0,20199	0,128
200	552	26°,5	22°,0	45°,7	41°,4	0,24310	0,169
225	536	24°,6	20°,3	44°,3	40°,0	9,26782	0,193
257	517	22°,7	18°,4	44°,3	40°,0	0,30887	0,235

Les angles α et α' résultent des moyennes d'un très grand nombre d'expériences, croisées, de façon à éliminer les variations des lampes.

Remarque. — Les expériences n'ont pu malheureusement être étendues avec un écart de longueur d'onde plus grand.

NOIR DE FUMÉE.

Extinction des nicols : 4°,3.

Micromètre	λ	Noir de fumée $\alpha' + 4°,3$	Noir de fumée α'	Pile de glaces $\alpha + 4°,3$	Pile de glaces α	Ordonnées de la courbe Cn	$\log \frac{Cp}{Cn}$
85	0µ,656	43°,7	39°,4	57°,3	52°,7	0	
100	638	41°,0	36°,7	53°,2	48°,9	0,0026	0,84510
125	612	37°,3	33°,0	51°,2	46°,9	0,0293	0,32293
150	589	35°,6	31°,3	51°,1	46°,8	0,0491	0,29207
175	570	34°,6	30°,3	51°,0	46°,7	0,0611	0,32188
200	552	32°,6	28°,3	50°,0	45°,7	0,0807	0,31940
225	536	31°,3	27°,0	49°,8	45°,5	0,0981	0,29433
257	517	29°,3	25°,0	48°,7	44°,4	0,1210	0,28828

Le rapport des ordonnées correspondantes des deux courbes est sensiblement constant.

Calcul de $\dfrac{Cn}{\frac{1}{\lambda_l^4} - \frac{1}{\lambda_1^4}}$.

λ	$\log \dfrac{Cn}{\frac{1}{\lambda_l^4} - \frac{1}{\lambda_1^4}}$
638	1,61151
612	2,22908
589	2,22749
570	2,17531
552	2,17690
536	2,16430
517	2,20084

Si on laisse de côté le premier nombre, on remarque que : $\log \dfrac{Cn}{\frac{1}{\lambda_l^4} - \frac{1}{\lambda_1^4}}$ est constant.

Conclusion. — On voit que le coefficient d'absorption de la peau de la pintade peut être représenté par une formule de la forme λ^k, k étant égal à 4 (1).

On peut donc conclure des résultats précédents que la peau étudiée est identique au noir de fumée comme constitution physique.

On remarque que la peau absorbe très rapidement les radiations

(1) Les puissances 3 et 2 donnent aussi des résultats compatibles avec les erreurs expérimentales des déterminations, mais c'est la quatrième puissance qui paraît convenir le mieux. Pour résoudre complètement cette question, il faudrait que l'écart des longueurs d'onde fût plus grand que dans nos expériences.

à mesure que leur réfrangibilité augmente ; elle laisse passer surtout les radiations moins réfrangibles, qui sont utiles à l'organisme, et élimine les radiations plus réfrangibles, qui sont nocives.

Note. — Dans les expériences précédentes, nous avons employé un moyen commode pour atténuer la lumière. Ce moyen consiste à se servir de piles de porte-objets en les groupant en paquets de : 1 plaque, 2 plaques, 3 plaques, 5 plaques, 10 plaques, 20 plaques, etc., comme dans une boîte ; on peut ainsi placer sur le trajet du rayon lumineux un nombre de plaques variable à volonté.

THÉORIE DE LA CAPILLARITÉ ;

3e mémoire[1] ;

Par M. GERRIT BAKKER.

Dans mon deuxième mémoire, j'ai trouvé pour le potentiel des forces moléculaires l'équation différentielle :

$$\nabla^2\psi = q^2\psi + 4\pi f\rho, \tag{1}$$

correspondant à la fonction de force :

$$\varphi(r) = -f\frac{e^{-qr}}{r}.$$

Il peut être utile de remplacer ces expressions par d'autres équivalentes de la manière suivante :

Supposons l'espace divisé par trois systèmes de surfaces orthogonales se coupant, comme l'a montré Dupin, suivant leurs lignes de courbures. Soient *du*, *dv*, *dn* les différentielles des arcs de ces lignes de courbures en un point de rencontre des trois surfaces ; l'énergie potentielle[2] :

$$W = -\frac{1}{8\pi f}\int\left\{\left(\frac{\partial\psi}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial\psi}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial\psi}{\partial z}\right)^2\right\}dxdydz - \frac{q^2}{8\pi f}\int\psi^2 dxdydz,$$

en remarquant que

$$\left(\frac{\partial\psi}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial\psi}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial\psi}{\partial z}\right)^2 = \left(\frac{\partial\psi}{\partial u}\right)^2 + \left(\frac{\partial\psi}{\partial v}\right)^2 + \left(\frac{\partial\psi}{\partial n}\right)^2,$$

---

(1) Voir le 2e mémoire, *J. de Phys.*, 3e série, t. IX, p. 394 ; 1900.

(2) Voir *J. de Phys.*, 3e série, t. IX, p. 399 ; 1900.

devient :

$$W = -\frac{1}{8\pi f}\int\left\{\left(\frac{\partial\psi}{\partial u}\right)^2 + \left(\frac{\partial\psi}{\partial v}\right)^2 + \left(\frac{\partial\psi}{\partial n}\right)^2\right\} dudvdn - \frac{q^2}{8\pi f}\int \psi^2\, dudvdn.$$

La variation d'énergie est alors donnée par :

$$(2)\qquad \delta W = -\frac{q^2}{4\pi f}\iiint\left\{\frac{\partial\psi}{\partial u}\,\delta\,\frac{\partial\psi}{\partial u} + \delta\,\frac{\partial\psi}{\partial v}\,\delta\,\frac{\partial\psi}{\partial v} + \frac{\partial\psi}{\partial n}\,\delta\,\frac{\partial\psi}{\partial n}\right\} dudvdn$$
$$- \frac{q^2}{4\pi f}\iiint \psi\delta\psi dndvdu.$$

Posons :

$$dudv = dS_1,\qquad dudn = dS_2,\qquad dvdn = dS_3;$$

il vient :

$$\iiint\frac{\partial\psi}{\partial u}\,\delta\,\frac{\partial\psi}{\partial u}\,dS_3 du = \iiint\frac{\partial\psi}{\partial u}\,\frac{\partial\delta\psi}{\partial u}\,dudS_3 = \iint\frac{\partial\psi}{\partial u}\,dS_3 d\psi$$
$$-\iiint\delta\psi\,\frac{\partial}{\partial u}\left[\frac{\partial\psi}{\partial u}\,dS_3\right] du.$$

Le long d'une surface fermée, l'intégrale seconde s'annule, et il vient, en développant les autres termes de (2),

$$(3)\ \delta W = \frac{1}{4\pi f}\iiint\delta\psi\left\{\frac{\partial\left(\frac{\partial\psi}{\partial u}\,dS_2\right)}{\partial u}\,du + \frac{\partial\left(\frac{\partial\psi}{\partial v}\,dS_3\right)}{\partial v}\,dv + \frac{\partial\left(\frac{\partial\psi}{\partial n}\,dS_1\right)}{\partial n}\,dn\right\}$$
$$- \frac{q^2}{4\pi f}\iiint\psi\delta\psi dudvdn.$$

Considérons le parallélépipède curviligne dont les arêtes sont du, dv, dn, et dont la base est $dS_1 = dudv$; soit dS'_1 l'élément de surface qui se trouve en face de dS_1. On a, en négligeant les infiniment petits du second ordre :

$$\frac{\partial}{\partial n}(dS_1) = \frac{dS'_1 - dS_1}{dn},$$

d'où :

$$(4)\qquad \frac{\partial}{\partial n}\left(\frac{\partial\psi}{\partial n}\,dS_1\right) dn = \frac{\partial}{\partial n}\left(\frac{\partial\psi}{\partial n}\right) dS'_1 dn + \frac{\partial\psi}{\partial n}\,(dS_1 - dS_1).$$

Or on a :

$$(5)\qquad dS'_1 = dudv\left(1 + \frac{dn}{R_1}\right)\left(1 + \frac{dn}{R_2}\right) = dS_1 + \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}\right) dudvdn.$$

Supposons que les dS_1 soient des éléments de surface de niveau et les dn des différentielles de lignes de force, on a :

$$\frac{\partial}{\partial u}\left(\frac{\partial\psi}{\partial u}\right) = 0, \qquad \frac{\partial}{\partial v}\left(\frac{\partial\psi}{\partial v}\right) = 0, \qquad \frac{\partial\psi}{\partial u} = 0, \qquad \frac{\partial\psi}{\partial v} = 0.$$

De là on tire de (3), à l'aide de (4) et (5),

$$(6) \qquad \delta W = \frac{1}{4\pi f}\int \partial\psi \left\{ \frac{\partial\left(\frac{\partial\psi}{\partial n}\right)}{dn} + \frac{\partial\psi}{\partial n}\left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}\right) - q^2\psi \right\} d\tau,$$

$d\tau$ = élément d'espace.

L'énergie potentielle est alors :

$$W = \frac{1}{2}\int \psi\rho d\tau.$$

En faisant varier la densité, on a :

$$\int \psi\delta\rho d\tau = \int \rho\delta\psi d\tau,$$

d'où :

$$(7) \qquad \delta W = \frac{1}{2}\int \psi\delta\rho d\tau + \frac{1}{2}\int \rho\delta\psi d\tau = \int \rho\delta\psi d\tau.$$

En égalant (6) et (7), il vient :

$$(8) \qquad \frac{\partial}{\partial n}\left(\frac{\partial\psi}{\partial n}\right) + \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}\right)\frac{\partial\psi}{\partial n} = q^2\psi + 4\pi f\rho,$$

équation différentielle du potentiel des forces moléculaires, les différentielles étant prises le long des lignes de force.

Expression générale de la pression moléculaire K *et de la constante capillaire* H. — La pression moléculaire se calcule aisément au moyen de l'équation (8). Lorsqu'il n'y a pas de forces extérieures, la surface libre du liquide, qui est une sphère, est une surface de niveau pour les forces moléculaires. La différentielle dn est alors dirigée suivant le rayon, et $R_1 = R_2$. Soient R et $R + h$ les rayons respectifs de la masse intérieure jusqu'à la couche capillaire et d'une surface de niveau intérieure à cette couche, l'équation (8) devient :

$$(9) \qquad \frac{\partial^2\psi}{\partial h^2} - \frac{2}{R + h}\frac{\partial\psi}{\partial h} = q^2\psi + 4\pi f\rho,$$

relation obtenue antérieurement[1] comme cas particulier de l'équation (1).

Pour une couche capillaire plane, R = ∞, et (9) devient :

(9)' $$\frac{\partial^2\psi}{\partial h^2} = q^2\psi + 4\pi f\rho.$$

Multiplions les deux membres de l'équation (8) par $2\frac{\partial\psi}{\partial n}$ et intégrons entre R_1 et R_2 considérés comme des grandeurs invariables, il viendra :

$$K = \int_1^2 \rho\frac{\partial\psi}{\partial n}dn = \frac{q^2}{8\pi f}(\psi_1^2 - \psi_2^2) + \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}\right)\frac{1}{4\pi f}\int_1^2\left(\frac{\partial\psi}{\partial n}\right)^2 dn$$

et pour la constante capillaire H[2] :

$$H = \frac{1}{4\pi f}\int_1^2\left(\frac{d\psi}{dn}\right)^2 dn.$$

Équation de Laplace. — En un point de la surface *libre* d'un liquide pesant de densité ρ, de constante capillaire H, z étant la hauteur du joint considéré au-dessus d'un plan horizontal et λ une constante, on a :

(10) $$\lambda + \rho g z = \pm H\left(\frac{1}{R_1} + \frac{2}{R_2}\right).$$

On peut retrouver cette relation en supposant, contrairement à l'hypothèse de Laplace, que la densité ρ varie d'un point à un autre.

En effet, que l'on considère un liquide comme formé de particules en mouvement ou que l'on substitue un *agent homogène* qui produit les mêmes effets extérieurs, on a toujours la relation :

(11) $$d\theta = -\rho d\psi - \rho d\psi_1,$$

ψ et ψ_1 étant respectivement les potentiels des forces moléculaires et des forces extérieures et θ la pression thermique[3].

---

(1) Voir *J. de Phys.*, 3e série, t. IX, p. 401 ; 1900.
(2) Voir *J. de Phys.*, 3e série, t. IX, p. 402 ; 1900.
(3) Voir *J. de Phys.*, 3e série, t. VIII, p. 547 ; 1899.

Pour un point de la surface libre $\theta = o$, l'équation (11) donne :

$$(12) \qquad \psi + \psi_1 = C^{te}.$$

Or ici $\psi_1 = gz$. Il reste donc à chercher l'expression de ψ. On y arrive en supposant d'abord qu'il s'agit d'une masse liquide sphérique de rayon R obéissant à la fonction de force :

$$\varphi(z) = -f\frac{e^{-qz}}{z}.$$

On trouve ainsi (13) en négligeant l'épaisseur h_1 de la couche capillaire devant R, et ρ_1 étant la densité du liquide intérieur :

$$(13) \qquad \psi = -2\pi A + 2\pi\frac{B}{R},$$

en posant

$$A = f\lambda e^{-\frac{h_1}{\lambda}}\left\{\lambda\rho_1 + \int_o^{h_1}\rho e^{\frac{h}{\lambda}}\,dh\right\} \qquad \left(\lambda = \frac{1}{q}\right),$$

$$B = f\lambda^2 e^{-\frac{h_1}{\lambda}}\left\{(h_1 + \lambda)\,\rho_1 + \frac{1}{\lambda}\int_o^{h_1}(h_1 - h)\,\rho e^{\frac{h}{\lambda}}\,dh\right\};$$

si l'on suppose maintenant que l'on a affaire à un liquide limité par une surface quelconque, on trouve aisément pour le potentiel total :

$$(14) \qquad \psi = -2\pi A + \pi B\left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}\right),$$

R_1 et R_2 représentant les rayons de courbure principaux au point P. L'équation (12) devient alors :

$$(15) \qquad \pi B\left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}\right) + gz = C^{te},$$

ce qui est l'équation de Laplace.

Si le liquide est entouré de vapeur, celle-ci contribue au potentiel comme le liquide ; dans ce cas, on trouve aisément la relation suivante où α et β sont des constantes :

$$(16) \qquad \psi = -\alpha + \beta\left\{\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}\right\}.$$

La valeur de β, qui nous intéresse seule, est donnée par

$$\beta = \pi f \lambda^2 \int_0^{h_1} (h - h_1 - \lambda)\, e^{\frac{h - h_1}{\lambda}} \frac{d\rho}{dh}\, dh.$$

La méthode de Laplace eût donné dans ce cas, ρ_1 et ρ_2 étant les densités du liquide et de la vapeur saturée :

$$(17) \qquad H \left\{ \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right\} + gz(\rho_1 - \rho_2) = C^{te};$$

d'où, en combinant (16) et (17), on tire une nouvelle expression de H :

$$(18) \qquad H = \beta(\rho_1 - \rho_1) = \pi f \lambda^2 (\rho_1 - \rho_2) \int_0^{h_1} (h - h_1 - \lambda)\, e^{\frac{h - h_1}{\lambda}} \frac{d\rho}{dh}\, dh.$$

On peut tirer de là des limites supérieures et inférieures de H et de $\frac{H}{K}$.

En effet, le coefficient de $\frac{d\rho}{dh}$, dans l'équation précédente, changé de signe, varie de

$$(\lambda + h_1) e^{-\frac{h_1}{\lambda}}$$

à λ, lorsque h varie de 0 à h_1 ; si donc on remarque que l'on a :

$$-\int_0^{\frac{h_1}{\lambda}} \frac{d\rho}{dh}\, dh = \rho_1 - \rho_2,$$

on a les inégalités :

$$(19) \qquad \pi f \lambda^3 (\rho_1 - \rho_2)^2 > H > \pi f \lambda^3 \frac{1 + \frac{h_1}{\lambda}}{e^{\frac{h_1}{\lambda}}} (\rho_1 - \rho^2)^2.$$

D'autre part, la pression moléculaire K est donnée par [1] :

$$K = 2\pi f \lambda^2 (\rho_1 - \rho_2)^2,$$

---

(1) Voir *J. de Phys.*, 3e série, t. VIII, p. 548 ; 1899 ; — et t. IX, p. 401 ; 1900.

il vient alors :

$$\text{(20)} \quad \lambda > \frac{2H}{K}\frac{\rho_1 + \rho_2}{\rho_1 - \rho_2} > \lambda \frac{1 + \frac{h_1}{\lambda}}{e^{\frac{h_1}{\lambda}}}.$$

Or $\frac{H}{K}$ n'est autre chose que le rayon de la sphère d'activité dont Van der Waals, dans sa *Continuité*, a donné les valeurs à la température ordinaire pour l'éther, l'alcool, le sulfure de carbone et l'eau.

Il serait bon de trouver une limite supérieure de $\frac{h_1}{\lambda}$; des considérations dont il est inutile de donner le détail conduisent à l'inégalité :

$$\text{(21)} \quad \frac{1 + \frac{\lambda}{h_1}}{e^{\frac{h_1}{\lambda}}} < \frac{2H}{H - T\frac{dH}{dT}}\frac{\rho_1 + \rho_2}{\rho_1 - \rho_2}.$$

Or, aux basses températures, ρ_2 est négligeable devant ρ_1 ; on voit ainsi que, à ces températures, $\frac{h_1}{\lambda}$ ne peut être beaucoup plus petit que l'unité ; si on prend $-f\frac{e^{-\frac{z}{\lambda_1}}}{z}$ comme fonction des forces moléculaires, il s'ensuit que λ ne peut pas être plus grand que l'épaisseur de la couche capillaire.

Calcul de la constante capillaire au moyen de la pression thermique θ. — J'ai trouvé entièrement pour H l'expression (¹) :

$$H = \frac{1}{4\pi f}\int_1^2 \left(\frac{d\psi}{dh}\right)^2 dh,$$

ce qui devient, en posant :

$$2\pi f\lambda^2 = a,$$

puis en transformant :

$$\text{(22)} \quad H = \frac{\lambda^2}{2a}\int_1^2 \left(\frac{d\psi}{dh}\right)^2 dh = \frac{\lambda^2}{2a}\int_{\rho_1}^{\rho_2} \frac{d\psi}{dh}\frac{d\psi}{d\rho}d\rho.$$

(¹) Voir *J. de Phys.*, 3ᵉ série, t. IX, p. 404 ; 1900.

L'équation (9)', intégrée après remplacement de q par $\frac{1}{\lambda}$, remplacement de f en fonction de a, et utilisation de la relation $d\theta = -\rho d\psi$, donne :

$$\frac{\lambda^2}{4a}\left(\frac{d\psi}{dh}\right)^2 = p_1 - \theta + \frac{\psi^2}{4a} \qquad (\theta_1 = p_1 + a\rho_1^2),$$

d'où

$$\frac{d\psi}{dh} = \frac{2\sqrt{a}}{\lambda}\sqrt{p_1 - \theta + \frac{\psi^2}{4a}}.$$

Or, $d\theta = -\rho d\psi$ donne, en remarquant que $\psi_1 = -2a\rho_1$:

$$\psi = \psi_1 - \int_{\rho_1}^{\rho_2} \frac{d\theta}{\rho} = -2a\rho_1 - \int_{\rho_1}^{\rho_2} d\theta,$$

d'où, en remplaçant ψ par sa valeur, il vient :

$$\frac{d\psi}{dh} = \frac{2\sqrt{a}}{\lambda}\sqrt{p_1 - \theta + \frac{1}{4a}\left\{4a^2\rho_1^2 + 4a\rho_1\int_{\rho_1}^{\rho_2}\frac{d\theta}{\rho} + \left[\int_{\rho_1}^{\rho_2}\frac{d\theta}{\rho}\right]^2\right\}}.$$

Portons cette valeur dans (22), et remplaçons $\frac{d\psi}{d\rho}$ par $-\frac{1}{\rho}\frac{d\theta}{d\rho}$, il vient enfin :

$$(23)\quad H = \frac{\lambda}{\sqrt{a}}\int_{\rho_1}^{\rho_2}\left(\sqrt{\theta_1 - \theta + \rho_1\int_{\rho_1}^{\rho_2}\frac{d\theta}{\rho} + \frac{1}{4a}\left[\int_{\rho_1}^{\rho_2}\frac{d\theta}{\rho}\right]^2}\cdot\frac{1}{\rho}\frac{d\theta}{d\rho}\right)d\rho.$$

Ainsi la constante de Laplace, H, ne dépend que de θ et, par suite, de son expression en fonction de la densité ρ. Si on admet la formule :

$$\theta = \frac{RT}{v - b} + \frac{RT\rho}{1 - b\rho},$$

donnée par Van der Waals, l'expression de H est assez compliquée.

Remarque I. — Il est intéressant de remarquer que la pression moléculaire K s'exprime, au contraire, très simplement au moyen de la pression thermique θ. K étant la force avec laquelle l'unité de surface de la couche capillaire est attirée vers le liquide, est la diffé-

rence entre les pressions thermiques du liquide et de la vapeur :

(24) $$K = \theta_2 - \theta_1 ;$$

d'où, en remarquant que

$$p_1 = \theta_1 - a\rho_1^2, \quad p_2 = p_1 = \theta_2 - a\rho_2^2.$$

il vient :

$$K = a(\rho_1^2 - \rho_2^2).$$

Remarque II.— Dans sa *Théorie thermodynamique de la capillarité dans l'hypothèse d'une variation continue de densité* (1), Van der Waals trouve pour la force avec laquelle l'unité de masse de la couche capillaire est attirée vers le liquide

$$f(h) = -2\frac{d\rho}{dh}\int_0^\infty \psi(u)\,du - \frac{2}{1\,.\,2}\frac{d^3\rho}{dh^3}\int_0^\infty u^2\psi(u)\,du,$$

$\psi(u)$ étant la fonction de Laplace. On trouve immédiatement pour le potentiel ψ un point de la couche capillaire :

(25) $$\psi - \psi_1 = \int_0^h f(h)\,dh = -2a\rho + 2a\rho_1 = \frac{2c_2}{2\,!}\frac{d^2\rho}{dh^2} - \frac{2c_4}{4\,!}\frac{d^4\rho}{dh^4}\ldots$$

où :

$$c_2 = \int_0^\infty u^2\psi(u)\,du, \quad c_4 = \int_0^\infty u^4\psi(u)\,du, \text{ etc.}$$

Van der Waals néglige le terme en $\frac{d^4\rho}{dh^4}$ et les suivants et, en vertu de $\psi_1 = -2a\rho_1$, part de la relation :

(26) $$\psi + 2a\rho = -c_2\frac{d^2\rho}{dh_2}.$$

Avec la fonction de force $-f\frac{e^{-\frac{z}{\lambda}}}{z}$, qui est la vraie, d'après le dernier chapitre de la théorie de Van der Waals, il vient :

$$c_2 = 2a\lambda^2 \text{ (2)}.$$

(1) Voir *Arch. néerlandaises*, t. XXVIII, p. 121.
(2) Voir *J. de Phys.*, 3e série, t. X, p. 138 ; 1901.

L'équation (26) devient donc:

$$\psi + 2a\rho = -2a\lambda^2 \frac{d^2\rho}{dh^2}. \tag{27}$$

Or la fonction de force précédente donne pour le potentiel, ainsi que je l'ai montré ([1]), la relation différentielle

$$\nabla^2\psi = q^2\psi + 4\pi f\rho,$$

qui devient, pour une couche capillaire plane, en posant $q = \frac{1}{\lambda}$ et $a = 2\pi f\lambda^2$,

$$\lambda^2 \frac{d^2\psi}{dh^2} = \psi + 2a\rho. \tag{28}$$

Les deux équations (27) et (28) donnent:

$$-2a\lambda^2 \frac{d^2\rho}{dh^2} = \lambda^2 \frac{d^2\psi}{dh^2} \quad \text{ou} \quad \frac{d^2\psi}{dh^2} = -2a \frac{d^2\rho}{dh^2},$$

d'où

$$\psi + 2a\rho = c_1 h + c_2.$$

Or, pour $h = 0$, on a $\psi = -2a\rho_1$, et, pour $h = h_1$, on a : $\psi = -2a\rho_2$. D'où:

$$\psi + 2a\rho = 0. \tag{29}$$

Introduisons cette relation dans l'expression que j'ai trouvée pour H ([2]) :

$$H = \frac{1}{4\pi\rho}\int_1^2 \left(\frac{d\psi}{dh}\right)^2 dh = \frac{\lambda^2}{2a}\int_1^2 \left(\frac{d\psi}{dh}\right)^2 dh = -\frac{\lambda^2}{2a}\int_1^2 \psi \frac{d^2\psi}{dh^2} dh,$$

on trouve, en tenant compte de (28) :

$$H = -\frac{1}{2a}\int_1^2 \psi(\psi + 2a\rho)\, dh = 0.$$

Ainsi donc ([3]), le fait de négliger $\frac{d^4\psi}{dh^4}$ et les dérivées d'ordre supé-

([1]) Voir *J. de Phys.*, 3e série, t. IX, p. 396 et 397 ; 1900.
([2]) Voir *J. de Phys.*, 3e série, t. IX, p. 402 ; 1900.
([3]) Voir *Arch. néerlandaises*, t. XXVIII, p. 17.

rieur donne avec la fonction des forces $-f\frac{e^{-\frac{z}{\lambda}}}{z}$, identiquement $H = o$.

Il s'ensuit que le dernier chapitre de la *Théorie thermodynamique de la capillarité* de Van der Waals est en contradiction avec les autres, ce que son auteur a pressenti lorsqu'il a fait des réserves sur l'hypothèse consistant à négliger les termes dont il vient d'être question.

SUR L'HISTOIRE DES PROCÉDÉS MIS EN ŒUVRE PAR FOUCAULT POUR L'ÉTUDE DES MIROIRS ET DES OBJECTIFS;

Par M. C. RAVEAU.

La méthode qui a permis à Töpler(1) de voir et à Wood(2) de photographier les ondes sonores est identique, dans son principe, à l'un des procédés employés par Foucault, pour reconnaître la configuration des surfaces optiques; Berlin(3) en avait fait l'observation au moment des premières publications de Töpler, qui, sans aucune difficulté, en a convenu. La lecture du passage suivant, traduit à peu près littéralement d'un ouvrage posthume d'Huygens: *Commentarii de formandis vitris ad telescopia*, montrera que l'idée est plus ancienne :

« Posez debout sur une table, dans une chambre bien fermée, le verre que vous voulez examiner, la surface que vous soupçonnez tournée du côté opposé à celui où vous êtes; prenez une bougie et présentez-la de manière que le milieu de la large lumière réfléchie par la première surface puisse tomber sur vos yeux; éloignez-vous du verre jusqu'à ce que les rayons réfléchis par la surface postérieure commencent à former une image renversée de la bougie; alors le verre entier paraîtra illuminé, et vous découvrirez ses défauts et les imperfections de son poli. Quand le verre est d'un fort long foyer, on se sert d'une lunette de 3 ou 4 pouces de long, afin de grossir les défauts et les rendre plus sensibles. »

Cette citation est extraite du *Traité d'Optique, par M. Smith, tra-*

---

(1) *Annales de Poggendorf*, t. CXXXI et CXXXIV.

(2) *Philosophical Magazine*, août 1899 et juillet 1900; — *J. de Phys.*, 3e série, t. VIII, p. 627, 1900, et t. X, p. 72, 1901; — *Nature*, 9 août 1900; — *Revue générale des Sciences*, 30 avril 1901; — *Société française de Physique*, 1er février 1901.

(3) *Annales de Physique et de Chimie* [4]. t. XIII, p. 471.

duit de l'anglais et considérablement augmenté, publié en 1767 (p. 605). On lit en note :

« Il y a encore un moyen facile de s'apercevoir si le verre qu'on destine à faire un objectif est défectueux. Ayant d'abord commencé par le rendre plan des deux côtés, on n'a qu'à le mettre sur un objectif et regarder la lune ou une bougie éloignée, de manière que l'œil se trouve au foyer de l'objectif; alors le verre paraîtra tout illuminé et on apercevra jusqu'au moindre défaut. »

Dans un autre chapitre du même ouvrage, dont le contenu « est en partie de M. Molineux et en partie de M. Halley », on indique comment on peut reconnaître si un miroir de télescope est de révolution et si sa courbure est maxima ou minima au sommet, en observant, à quelque distance de la région où il est le plus resserré, un faisceau lumineux émané d'une source de très petites dimensions, placée au voisinage du centre du miroir (p. 643). C'est encore un des procédés indiqués par Foucault.

Miss A. M. CLERKE. — Low temperature Research at the Royal Institution of Great Britain, London, 1893-1900 (Recherches aux basses températures, à l'Institution Royale, Londres, 1893-1900). — *Proceed. of the R. Inst.*, p. 62; 1901.

Depuis un certain nombre d'années, l'Institution Royale consacre des ressources financières considérables à la production des très basses températures, et à l'étude des modifications que ces températures produisent dans les divers phénomènes physico-chimiques. Le très intéressant opuscule de Miss Clerke résume brièvement les principaux résultats acquis de 1893 à la date actuelle. Il ne sera peut-être pas sans intérêt pour nos lecteurs d'en trouver ici une sorte de sommaire, très abrégé, dans lequel nous ne chercherons pas à introduire plus d'ordre que n'en met Miss Clerke dans son propre exposé.

Au début de la période septennale considérée, tous les gaz connus, à l'exception de l'hydrogène et du fluor, avaient été liquéfiés, mais l'oxygène n'avait encore pu être solidifié. La plus basse température atteinte était d'environ — 200° C. ou 73° absolus. Divers phénomènes physiques ou chimiques avaient été suivis jusqu'à — 182°, notamment la variation de la résistance électrique des métaux purs,

et il semblait que cette résistance tendît vers zéro à mesure qu'on se rapprochait davantage du zéro absolu.

La principale difficulté pour la conservation des liquides très froids était déjà surmontée, grâce à l'invention des réservoirs à double enveloppe vide.

Voici maintenant le tableau des nouveaux résultats tel que le présente Miss Clerke.

Liquéfaction de l'hydrogène. — En 1884, Wroblewski, le premier, obtient un brouillard par la détente de l'hydrogène comprimé à la température de l'azote bouillant dans le vide. Ces expériences, interprétées à l'aide de la formule de Van der Waals, paraissaient fixer la température critique de l'hydrogène à — 240° et son point d'ébullition à — 250°.

En 1894, M. Dewar fit détendre un mélange d'air ou d'azote avec une faible proportion d'hydrogène, à la température de — 200° et à partir d'une pression considérable. Il obtint ainsi un dépôt d'air solide, accompagné d'un liquide clair de très faible densité, mais trop volatil pour pouvoir être conservé. En 1895, par un dispositif analogue à celui de Linde, il parvenait à obtenir un jet d'hydrogène liquide, et à produire des températures de 20° à 30° absolus. Un appareil de même nature, mais perfectionné et construit sur une beaucoup plus grande échelle, permettait enfin, en mai 1898, de recueillir l'hydrogène liquide. En 1899, pour le centenaire de l'Institution Royale, les savants des deux continents purent voir, sur la table d'expériences du professeur Dewar, *un litre d'hydrogène* contenu dans un vase à double paroi vide et argentée, et immergé dans un bain d'air liquide.

Thermomètre pour les basses températures. — L'application des thermomètres à gaz à l'évaluation des très basses températures ne pouvait être faite avec sécurité, sans savoir jusqu'à quel degré les gaz continuent à obéir à la loi de Gay-Lussac, au voisinage de leur point d'ébullition. La comparaison de thermomètres à acide carbonique, à oxygène, à hydrogène et à hélium fournit à cet égard des résultats très rassurants. On peut donc déterminer la température d'ébullition de l'hydrogène à l'aide d'un thermomètre à hélium, la fixer à — 252° ou à 20°,5 absolus, la température critique de ce gaz à — 241° et sa pression critique à 15 atmosphères.

L'hydrogène liquide n'est pas conducteur de l'électricité, et se solidifie en donnant un corps dont l'apparence est celle de la glace

pure. Il est quatre fois plus léger que l'eau et ne présente pas de spectre d'absorption. Sa chaleur spécifique, peu différente de celle de l'oxygène à volume égal, est, à poids égal, la plus grande des chaleurs spécifiques connues (1).

Effets de réfrigération. — En ce qui concerne les résistances électriques, on constate que l'ordre dans lequel se placent les métaux change aux très basses températures. Ainsi, à — 200°, le cuivre conduit mieux que l'argent, le fer que le zinc, l'aluminium que l'or. Mais, tandis qu'à — 200° il semble encore qu'au zéro absolu les résistances des métaux deviendront sensiblement nulles, à — 252° on constate que les courbes de résistance ont, en général, cessé d'être des droites, et leur courbure indique qu'au zéro absolu les résistances conserveraient encore une valeur notable (2).

Les constantes diélectriques d'électrolytes solidifiés, tels que l'eau et l'alcool, d'abord considérables, tendent vers 2 ou 3 quand on abaisse fortement la température. D'ailleurs, tous les électrolytes tendent à devenir des isolateurs parfaits ; mais ils sont encore très conducteurs à des températures fort inférieures à leur point de fusion (3).

Les constantes diélectriques de l'oxygène et de l'air liquides sont sensiblement égales à 1,495. En ce qui concerne la susceptibilité magnétique, celle de l'oxygène croît, par sa liquéfaction, dans un rapport égal à 1594 si on la rapporte à des volumes égaux, et égal à 2 seulement si on la rapporte à des masses égales de liquide et de gaz ; d'où l'on peut inférer que cette propriété n'appartient pas simplement aux molécules considérées en elles-mêmes, mais dépend de leur état d'agrégation. Les lois de Maxwell, reliant la perméabilité magnétique, la constante diélectrique et l'indice de réfraction, ont été vérifiées. Enfin, on a constaté que la susceptibilité magnétique de l'oxygène liquide varie proportionnellement à la densité et en raison inverse de la température absolue (4).

La cohésion des corps augmente aux très basses températures. La ténacité de tous les métaux communs, à l'exception du zinc, du bismuth et de l'antimoine, trop cristallins, augmente aussi très largement, ainsi que leur élasticité. Des balles de fer, de plomb,

(1) Voir p. 43 de ce volume.
(2) Voir *J. de Phys.*, p. 54, de ce volume.
(3) Voir *J. de Phys.*, 3e série, t. VIII, p. 58 ; 1899.
(4) Voir *J. de Phys.*, 3e série, t. VI, p. 140 ; 1897 ; — t. VII, p. 662 ; — 1898 ; t. IX, p. 287 ; 1900.

d'étain, d'ivoire, refroidies dans l'oxygène liquide, rebondissent beaucoup plus haut en tombant sur une enclume de fer.

Certains corps éprouvent des changements de couleur aux très basses températures : le vermillon et l'iodure de mercure passent de l'écarlate à l'orange pâle ; le nitrate d'urane et le chlorure double de platine et d'ammoniaque tournent au blanc. Mais les bleus et les teintures d'origine organique ne sont pas altérés.

La phosphorescence gagne, généralement, en intensité. La gélatine, le celluloïd, la paraffine, l'ivoire, la corne, la gomme élastique, corps à peu près indifférents à la température ordinaire, émettent une lumière bleue quand, après avoir été plongés dans l'oxygène liquide, on les excite par la lumière électrique. Les alcaloïdes qui donnent des solutions fluorescentes deviennent invariablement phosphorescents aux basses températures. La glycérine, les acides sulfurique, nitrique, chlorhydrique, l'ammoniaque deviennent aussi très brillants, ainsi qu'un grand nombre de substances contenant le groupe cétone. Le lait est très phosphorescent, mais l'eau l'est très peu. Un œuf brille comme un globe de lumière bleue, et l'on a aussi des apparences remarquables avec les plumes, le coton, l'écaille de tortue, le papier, le cuir, les éponges et aussi certaines fleurs blanches. En général, une structure complexe paraît être une des conditions du phénomène ; toutefois, l'oxygène, seul parmi les gaz simples, est phosphorescent et se transforme en ozone en émettant une lumière blanche. La présence de l'hydrogène ou d'une trace de matière organique supprime la phosphorescence de l'oxygène.

A la température de — 250°, la lumière dépouillée de rayons ultraviolets peut encore, dans quelques cas, produire la phosphorescence.

L'affinité chimique est presque complètement abolie. Le phosphore, le sodium, le potassium demeurent inertes dans l'oxygène liquide. Cependant, les préparations photographiques retiennent une partie de leur sensibilité à la lumière, laquelle ne disparaît pas complètement même à la température de l'hydrogène liquide.

Liquéfaction du fluor. — La liquéfaction du fluor a précédé d'un an celle de l'hydrogène. Le fluor liquide est jaune clair, très mobile, bout à — 187° et ne se solidifie pas encore à — 210°. Les affinités énergiques du fluor semblent avoir presque entièrement disparu. Il est sans action sur le verre, l'oxygène, l'eau et le mercure ; seuls l'hydrogène et les carbures d'hydrogène réagissent sur lui avec incandescence.

Oxygène, air et hydrogène solides. — L'air atmosphérique a été congelé pour la première fois par M. Dewar en 1893. Sous l'influence d'un champ magnétique, l'oxygène liquide peut être expulsé de la gelée d'azote d'abord obtenue et l'on a de l'azote solide. Celui-ci ne peut être étudié que dans le vide, car, au contact de l'air en excès, il donne immédiatement lieu à une nouvelle liquéfaction d'air.

Quant à l'oxygène solide, il ne peut être obtenu que par l'action de l'hydrogène liquide. Il a l'apparence d'une glace bleue.

L'hydrogène a été solidifié par M. Dewar, non sans difficulté, en 1899. Son point de fusion est à 15° absolus, et sa pression de vapeur est alors de 55 millimètres. Nous avons déjà dit que, loin de rappeler en rien les métaux, il a l'aspect d'une glace parfaitement pure.

L'ère des nouveaux gaz a commencé en 1894, par la découverte de l'argon. L'hélium fut, peu de temps après, extrait de la clévéite et d'autres minéraux rares. Le crypton, le néon et le xénon ont été caractérisés d'abord spectroscopiquement par MM. Ramsay et Travers, comme éléments de l'air, par la méthode des distillations fractionnées. On a vu récemment comment on peut les séparer (¹).

L'argon, relativement peu réfractaire, fut liquéfié par M. Olzewski; c'est un liquide incolore, bouillant à — 187° sous la pression atmosphérique. Il se congèle à — 190° en un solide vitreux transparent.

Composants inertes de l'air atmosphérique. — Tous ces gaz sont monoatomiques, comme le mercure. Le rapport des chaleurs spécifiques est égal à 1,66. Ils paraissent dénués d'affinités chimiques. A la vérité, ils peuvent être absorbés par certains minéraux ou dissous par certains liquides, mais sans former de combinaisons proprement dites. On ne connaît pas leur fonction dans la nature, où ils restent peut-être comme des témoins d'un état de choses antérieur.

Le tableau suivant donne leurs densités par rapport à l'hydrogène, leur poids atomique et leur point d'ébullition :

	Densité	Poids atomique	Point d'ébullition
Hélium.....	1,98	3,96	au-dessous de — 262°
Néon.......	environ 10	environ 20	environ — 239°
Argon......	19,96	39,92	— 187°
Crypton....	40,88	81,76	— 152°
Xénon......	64	128	— 109°

Tous ces gaz s'illuminent vivement par l'étincelle électrique. Le

(¹) Voir *J. de Phys.*, 3ᵉ série, t. X, p. 763; 1901.

néon donne une couleur orange, le crypton un violet pâle, le xénon un bleu ciel. Les spectres correspondants sont très brillants et très caractéristiques.

Basses températures employées comme agent d'analyse. — M. Dewar a inauguré en 1897 l'analyse par le froid. Il a montré qu'un millième d'hydrogène dans l'air peut être mis en évidence par ce procédé.

Ses recherches ont prouvé que la pression de l'air congelé sous l'influence de l'hydrogène liquide ne peut excéder 1 millionième d'atmosphère, s'il ne reste pas de gaz plus réfractaires que l'azote et que l'oxygène. En d'autres termes, le vide produit est à peu près le même qu'on obtient par l'ébullition du mercure, ou encore supérieur. On a pu ainsi produire des vides tels que l'étincelle refuse absolument de traverser les tubes jusqu'à ce qu'on les réchauffe.

Basses températures et phénomènes vitaux. — On n'a pas encore produit de températures assez basses pour détruire tous les germes vitaux, par exemple les bactéries. On peut maintenir celles-ci trente heures et même sept jours à — 190° sans modifier sensiblement leur vitalité. Les organismes phosphorescents cessent, il est vrai, de luire à la température de l'air liquide; les oxydations ou autres réactions chimiques liées à la production de la phosphorescence se trouvent suspendues; mais ils reprennent leur phosphorescence dès que la température remonte suffisamment. L'hydrogène liquide est aussi inefficace que l'air liquide.

Le froid de l'espace est donc impuissant à détruire les germes de vie, et il n'est nullement absurde de supposer qu'ils puissent, dans des conditions convenables, être transmis d'une planète à une autre.

E. B.

M. JANSSON. — Ueber die Wärmeleitungsfähigkeit des Schnees (Sur la conductibilité calorifique de la neige). — *Ofversigt af K. Vétenskaps Ak. Forhandlingar*, p. 207; 1901.

La méthode de mesure due à Christiansen a déjà été exposée dans ce recueil (1).

Le corps employé comme terme de comparaison est une plaque de verre. La neige, recueillie au dehors, à une époque plus ou moins éloignée de celle de sa chute, est disposée en une couche de même

(1) Voir *J. de Phys.*, 2e série, t. I, p. 235; 1882.

diamètre que la plaque de verre et sensiblement de même épaisseur. Parfois une couche de neige plus épaisse était préalablement comprimée pour être réduite à cette même épaisseur. On a pu ainsi avoir des couches homogènes de neige dont la densité variait de 0,066 à 0,384.

Les deux sources calorifiques nécessaires à l'expérience étaient constituées par des plaques de cuivre refroidies au-dessous de zéro, la plus chaude par un courant de liquide à la température de la salle (— 2° par exemple) venant d'un réservoir suffisamment grand, la plus froide par un courant de liquide provoqué par la rotation d'une petite turbine placée dans une enceinte refroidie dans un mélange réfrigérant.

Abels [1] avait représenté la conductibilité absolue de la neige par la formule empirique :

$$k = 0{,}0068\delta^2,$$

dans laquelle δ représente la densité de la neige. Cette formule donne 0,0057 pour la conductibilité correspondant à la densité 0,9 de la glace; c'est en effet la valeur qui convient à ce corps. La formule d'Abels donne $k = 0$ pour une densité nulle.

M. Jansson fait observer que les particules de glace qui constituent la neige sont séparées par de l'air. Quand on fait $\delta = 0$, on doit donc trouver un nombre voisin de la conductibilité de l'air, égale à 0,00005. La formule de M. Jansson est :

$$k = 0{,}00005 + 0{,}0019\delta + 0{,}006\delta^4,$$

et donne bien 0,0057 pour la densité 0,9 de la glace.

E. Bouty.

Lord Rayleigh. — On a New Manometer, and on the Law of Pressures of Gases between 1,5 and 0,01 Millimeters of Mercury (Sur un nouveau manomètre et sur la loi de la pression des gaz entre 1,5 et 0,01 millimètre de mercure). — *Phil. Trans. of the R. Soc. of London*, t. CXCVI, p. 205-223; 1901.

Le nouveau manomètre est disposé pour la mesure exacte de la différence de niveau de deux colonnes de mercure, observées au moyen de l'affleurement de pointes de verre. Les deux niveaux à comparer sont supposés très peu différents, assez peu pour qu'on puisse

(1) Abels, *Repertorium für Meteorologie*, t. XVI, Saint-Pétersbourg, 1892.

rétablir l'affleurement, d'une mesure à une autre, par une très légère inclinaison de l'appareil, jointe à l'introduction d'une très faible quantité de mercure. La mesure de la différence de niveau se ramène à celle de l'inclinaison du support rigide de l'appareil, inclinaison qui se détermine avec précision par l'emploi d'un miroir et la méthode de Poggendorff.

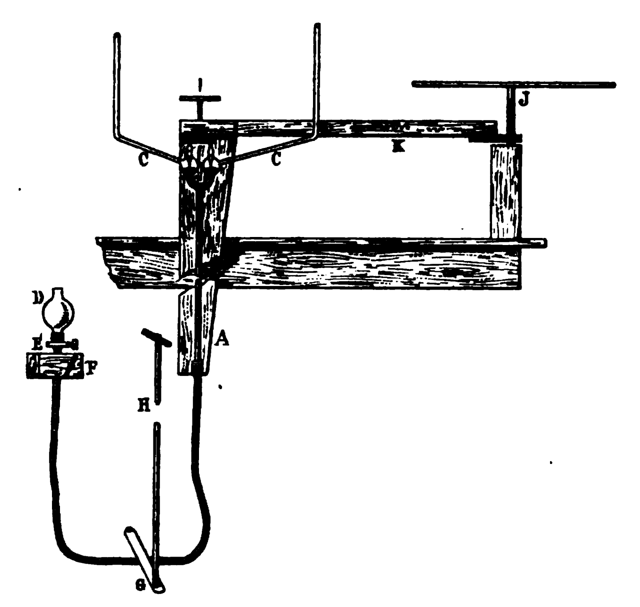


Fig. 1.

La pièce essentielle de l'appareil est un tube barométrique, A (*fig.* 1), terminé à sa partie supérieure par un tube en U à deux boules contenant les deux pointes. Au-dessus de l'une des boules, règne le vide le plus parfait, produit à l'aide d'une pompe de Töpler ; l'autre boule est en relation avec le gaz dont on veut mesurer la pression. Le tube barométrique est en verre et assez long pour pouvoir sans inconvénient supporter une flexion modérée. Cette flexion est produite à l'aide d'une vis micrométrique J entraînant un levier K qui porte le miroir M (*fig.* 2). Celui-ci est rendu solidaire du système des deux boules, comme le montre la *fig.* 2, représentant en plan et en coupe la partie supérieure des boules B. Un compresseur HG, en bois, appuyant sur un tube de caoutchouc en relation avec le

tube barométrique, se manœuvre concurremment avec la vis J et permet de réaliser l'affleurement du mercure aux deux pointes. Celles-ci doivent être très fines et bien pareilles. On observe l'affleurement avec une très grande exactitude, à l'aide d'une forte loupe qui permet d'apercevoir à la fois les deux pointes. L'ajustement est réalisable à un deux-millième de millimètre près, ainsi que le révèlent les déplacements observés du miroir.

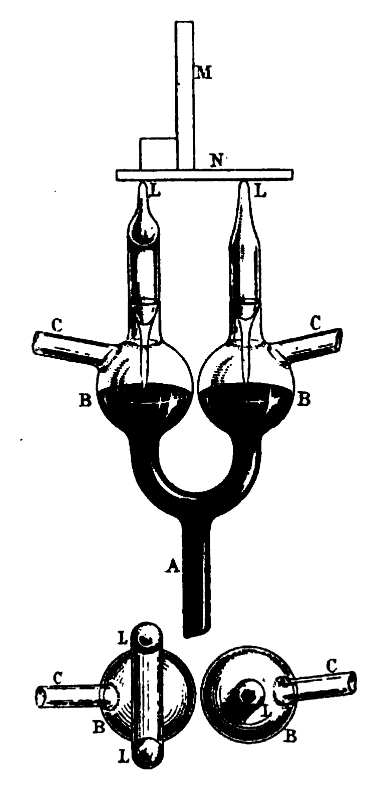


Fig. 2.

Connaissant la distance horizontale des pointes et la distance de la règle au miroir, on déterminera aisément la fraction de millimètre dont varie la différence de niveau pour un déplacement de 1 millimètre sur l'échelle.

Pour étudier, à l'aide de cet appareil, la loi de compressibilité des gaz aux basses pressions, lord Rayleigh emploie une capacité formée

d'un volume V, à déterminer par l'expérience une fois pour toutes, et d'un tube gradué en dizaines de centimètres cubes. Un système convenable de robinets permet d'introduire dans cet espace un gaz à une pression initiale de l'ordre de 10 millimètres à 1 millimètre et demi par exemple, puis de faire varier le volume offert au gaz.

Pour déterminer le volume V (comprenant le volume de la boule B au-dessus de la pointe et le volume en communication avec cette boule jusqu'au premier trait de repère du tube divisé), on ne doit pas supposer implicitement l'exactitude de la loi de Mariotte. On se tire d'affaire par deux couples de mesures correspondant *aux mêmes pressions* initiale et finale P et P′, mais avec des masses différentes de gaz introduites dans l'appareil. Soient v_1 et v_2, v_3 et v_4, les volumes calibrés occupés par le gaz en outre du volume non calibré V. Quelle que soit la loi de compressibilité, nous savons tout au moins que la pression n'est fonction que de la densité, et nous devons, par conséquent, avoir l'égalité :

$$\frac{V + v_1}{V + v_2} = \frac{V + v_3}{V + v_4},$$

qui détermine V en fonction de v_1, v_2, v_3, v_4.

Désormais, il n'y a plus de difficulté à procéder aux vérifications de la loi de Mariotte.

M. Bohr (1) avait trouvé une irrégularité importante dans la loi de compressibilité de l'oxygène, au voisinage de $0^{mm},7$ de mercure. La courbe présentait en ce point une discontinuité évidente. Les recherches de lord Rayleigh sur l'oxygène ne manifestent pas trace de discontinuité dans l'intervalle de $1^{mm},5$ à $0^{mm},01$. La loi de Mariotte se vérifie, au contraire, avec une exactitude surprenante. Il en est de même pour l'azote. Pour l'hydrogène, il y a peut-être une trace d'écart qui se manifeste, d'une manière encore douteuse, pour les plus hautes pressions employées.

Voici, à titre d'exemple, l'un des tableaux relatifs à l'oxygène :

(1) Bohr, *Wied. Ann.*, t. XXVII, p. 479; 1886.

Pression en millimètres	Déviation de p	Erreur de p en millimètres
1,53	+ 0,0016	+ 0,0024
1,17	— 0,0012	— 0,0014
0,95	+ 0,0005	+ 0,0005
0,80	+ 0,0007	+ 0,0006
0,65	+ 0,0012	+ 0,0008
0,57	— 0,0009	— 0,0005
0,51	— 0,0014	— 0,0007
0,43	+ 0,0009	+ 0,0004
0,288	+ 0,002	+ 0,0007
0,233	0,000	0,000
0,196	0,000	0,000
0,159	+ 0,005	+ 0,0008
0,125	— 0,002	— 0,0003
0,103	— 0,009	— 0,0010
0,068	— 0,002	— 0,0002
0,056	+ 0,005	+ 0,0003
0,048	+ 0,019	+ 0,0009
0,038	+ 0,009	+ 0,0004
0,029	— 0,019	— 0,0005
0,025	— 0,009	— 0,0002
0,034	0,000	0,0000
0,029	+ 0,059	+ 0,0017
0,022	— 0,042	— 0,0009
0,019	+ 0,023	+ 0,0004
0,014	— 0,035	— 0,0005

La conclusion de lord Rayleigh, c'est qu'entre les pressions de $1^{mm},5$ et de $0^{mm},01$, les gaz comme l'oxygène, l'azote et l'hydrogène obéissent rigoureusement à la loi de Mariotte.

L'usage de la jauge de Mac Leod se trouve ainsi pleinement justifié *a posteriori*.

E. B.

O.-M. CORBINO. — Sullo interrutore di Wehnelt (Sur l'interrupteur de Wehnelt). — *Atti dell'Associazione electrotectonica Italiana*, t. IV; 1900.

Après avoir décrit l'interrupteur à fil de platine de Wehnelt et l'interrupteur à trou de Caldwell, l'auteur rappelle la formule de Simon qui permet de calculer la période des interruptions. Il a lui-même réalisé différentes expériences sur l'influence de la résistance et de la self-induction du circuit. Il a étudié en particulier les courants

fournis par le secondaire d'un transformateur, dont le primaire est interrompu par l'appareil de Wehnelt. Ces courants sont dissymétriques : si on place dans le secondaire un micromètre à étincelles, un électro-aimant et un ampèremètre, la flamme qui éclate entre les branches du micromètre a l'aspect de l'arc voltaïque en courant continu, le fer doux s'aimante, l'ampèremètre dévie dans le sens du courant induit d'ouverture. Tout porte à croire qu'avec le dispositif précédent le courant d'ouverture est le seul qui passe.

E. Rothé.

LEBEDEW. — Die Druckkräfte des Lichtes (Les pressions de radiation). — *Drude's Annalen der Physik*, t. VI, p. 433.

M. Lebedew expose dans ce mémoire les expériences qu'il a déjà publiées dans les *Comptes Rendus du Congrès international de Physique*, et par lesquelles il a réussi à mettre en évidence l'action mécanique exercée par un faisceau lumineux sur la surface absorbante ou réfléchissante qui l'arrête [1].

L'existence d'une *pression de radiation* a été déduite, *a priori*, par Maxwell, de la théorie électromagnétique de la lumière. En même temps, Bartoli arrivait, par une voie tout à fait indépendante, à la même conclusion : il montrait que l'absence de pression permettrait, au moyen de surfaces réfléchissantes, mobiles, de mettre en défaut le principe de Carnot. C'est à ce même ordre de considérations que se rattache la démonstration de M. Ch.-Ed. Guillaume [2].

La formule qui donne la pression d'un faisceau parallèle qui tombe normalement sur une surface plane est :

$$p = \frac{E}{v}(1 + \rho),$$

E étant la puissance incidente, v la vitesse de la lumière, et ρ le pouvoir réflecteur (égal à 0 pour un corps noir et à 1 pour un miroir parfait). Un faisceau de rayons solaires, tombant sur une surface de 1 mètre carré, exerce une pression de $0^{mgr},4$ pour une surface noire, et $0^{mgr},8$ pour un miroir.

Ce sont ces pressions que M. Lebedew a mesurées directement, en faisant tomber un faisceau issu d'une lampe à arc sur une double

(1) *Congrès International de Physique ;* Paris, 1900, t. II, p. 133.
(2) *Séances de la Société française de Physique ;* année 1894, p. 161.

paire d'ailettes en tôle de platine, portée par un fil de torsion et suspendue à l'intérieur d'un grand ballon de verre où l'on a fait le vide. Chaque paire d'ailettes comprend une ailette en platine noirci, et une égale en platine brillant.

Il s'agit d'éliminer l'effet perturbateur de la *corvection*, dû aux différences de température entre l'ailette et le réservoir de verre, et indépendant du sens du faisceau. C'est pourquoi le simple déplacement d'un système de miroirs permettait de faire tomber le même faisceau alternativement d'un côté ou de l'autre de l'ailette à étudier : la *différence* des écarts dans les deux cas est indépendante de la corvection.

Il faut éliminer encore les forces *radiométriques*, dont l'action est liée à la *différence de température* entre les deux surfaces d'une même ailette : c'est pourquoi on a pris deux paires d'ailettes : dans une paire l'épaisseur est $0^{mm},1$, dans l'autre $0^{mm},02$; ici les forces radiométriques sont réduites au $1/5$ de ce qu'elles sont dans l'autre cas, et la comparaison des effets obtenus permet de déduire l'écart qu'on obtiendrait avec une ailette d'épaisseur nulle.

Plus le vide est parfait, plus les forces perturbatrices (de corvection et radiométriques) sont annulées. On peut considérer le vide comme suffisant quand l'ailette mince, polie, est repoussée par l'illumination *plus fort* que l'ailette mince platinée en noir.

L'existence d'une pression spéciale due à la radiation étant ainsi mise en évidence, il s'agit de la mesurer. On peut enlever le ballon et le remplacer par un calorimètre dont la surface extérieure, noircie, absorbe l'énergie qui tombait précédemment sur l'ailette. Le couple de torsion peut, d'autre part, être évalué en valeur absolue. *Les mesures de M. Lebedew vérifient très bien la formule de Maxwell et de Bartoli.*

M. Lebedew en déduit une application bien intéressante. La répulsion exercée par le faisceau qu'envoie le soleil sur un corps sphérique de rayon r et de densité δ, doit venir en déduction de l'attraction exercée par le soleil sur le corps, et l'attraction est multipliée par le facteur :

$$1 - \frac{1}{10.000 r\delta}.$$

Il en résulte que, pour les amas météoriques formés de matières très peu denses et très divisées, l'attraction peut être réduite dans une proportion notable et finir par se charger en une répulsion. C'est là un fait qui doit jouer un rôle essentiel dans la déformation des têtes des comètes.

B. Brunhes.

TABLE DES MATIÈRES.

FÉVRIER 1902.

Tours. — Imprimerie Deslis Frères.

Le Gérant : J. Deslis

JOURNAL
DE PHYSIQUE
THÉORIQUE ET APPLIQUÉE,

FONDÉ

PAR J.-CH. D'ALMEIDA

ET PUBLIÉ PAR

MM. E. BOUTY, A. CORNU, G. LIPPMANN,
E. MASCART, A. POTIER,

ET

M. B. BRUNHES, adjoint à la rédaction,

AVEC LA COLLABORATION

D'UN GRAND NOMBRE DE PROFESSEURS ET DE PHYSICIENS.

QUATRIÈME SÉRIE.

TOME I. — MARS 1902.

PARIS,
AU BUREAU DU JOURNAL DE PHYSIQUE,
11, RUE RATAUD (5e).

Le *Journal de Physique théorique et appliquée* paraît chaque mois et forme par an un volume grand in-8° de 40 à 50 feuilles, avec figures dans le texte. La première série 1872-1881 se vend 200 francs (rare). Les vingt derniers volumes, 1882-1901, se vendent séparément.... 15 fr.

Les abonnements sont annuels et partent de janvier.

Prix pour un an (12 numéros):

France.. 17 fr.
Etranger.. 18 fr.

On s'abonne dans tous les bureaux de poste, au nom de M. Sandoz, rue Rataud, 11. Paris, 5°.

Tout ce qui concerne la rédaction doit être adressé à M. Bouty, rue du Val-de-Grâce, 9. Paris, 5°.

Tout ce qui concerne l'administration doit être adressé à M. Sandoz, rue Rataud, 11. Paris, 5°.

La table générale des trois séries (1872-1901) est en préparation et formera un volume d'environ 350 pages dont le prix est fixé à 10 francs.

AVIS

Désireuse de publier le plus promptement possible des Analyses des Travaux étrangers, la Rédaction prie MM. les Auteurs de vouloir bien lui envoyer désormais deux exemplaires de leurs nouveaux Mémoires.

LE MOUVEMENT DE L'AIR ÉTUDIÉ PAR LA CHRONOPHOTOGRAPHIE (¹);

Par M. MAREY.

Avant de présenter à la Société mes expériences sur l'étude des mouvements de l'air par la chronophotographie, il n'est pas inutile, je crois, de rappeler les recherches que j'ai faites, il y a quelques années, sur les mouvements des liquides. De grandes analogies rapprochent ces deux sortes d'expériences : de part et d'autre, il s'agit de rendre visibles et de photographier des phénomènes qui échappent à la vue.

Un courant d'eau bien limpide tenant en suspension des perles brillantes dont la densité est égale à la sienne est vivement éclairé par la lumière du soleil. Derrière lui est un champ obscur ; enfin un appareil chronophotographique prend une série d'images sur plaque fixe.

On voit sur l'image les points brillants formés par les perles éclairées tracer en lignes ponctuées la direction et la vitesse du courant qui les entraîne.



FIG. 1.

Quand on place dans ce courant des obstacles de diverses formes, on voit les filets de liquide s'infléchir de diverses façons et former des remous. Ainsi, contre un plan incliné, les filets d'eau se partagent (*fig.* 1) en un point qui semble être le centre de pression. Contre une surface convexe les filets glissent en léchant la surface, tandis que,

(¹) Communication faite à la Société française de Physique : Séance du 17 janvier 1902.

devant une gouttière concave, ces filets s'écartent en divergeant. Dans tous les cas, des remous se forment en aval de l'obstacle. Enfin, sur tous ces photogrammes, on peut apprécier la vitesse du fluide à chaque instant, d'après l'écartement des images des perles brillantes car, photographiées à des intervalles de temps égaux, elles parcourent en ces temps des distances plus ou moins grandes.

Une échelle métrique donne la valeur absolue des chemins ; enfin la fréquence des images (dix par seconde) fait connaître la vitesse de l'eau dans ses divers déplacements.

Les mêmes expériences donnent les mouvements de la surface de l'eau quand on y produit des ondes stationnaires. Le niveau du liquide éclairé par en bas forme, le long du vase qu'il mouille, un ménisque concave qui renvoie la lumière, par réflexion totale, dans la direction de l'appareil chronophotographique. On voit alors le niveau du liquide osciller à la façon d'une corde vibrante, formant des ventres et des nœuds (*fig.* 2).



Fig. 2.

Une méthode analogue permet de suivre, dans un courant d'air, la vitesse et la direction des divers filets qui le constituent, avec les changements qu'ils éprouvent en rencontrant des obstacles de diverses formes.

L'appareil qui m'a servi se compose d'un tuyau prismatique rectangulaire de $0^{m},50$ de côté sur $0^{m},75$ de hauteur (*fig.* 3). La paroi antérieure est formée d'une glace bien transparente, la postérieure est couverte de velours noir, la paroi de gauche est blanche pour refléter la lumière, celle de droite est vitrée, et devant elle est une lanterne à l'intérieur de laquelle on fera exploser un éclair magnésique.

La partie inférieure du tuyau se prolonge par une caisse dans

laquelle un ventilateur électrique fait un appel d'air. Au sortir du ventilateur, l'air expulsé s'en va à travers des tuyaux qui traversent la lanterne à éclair magnésique.

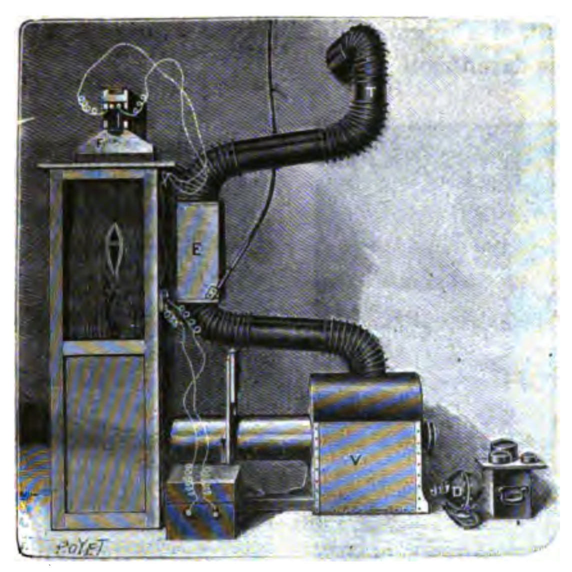


FIG. 3.

Pour que le courant soit régulier dans le tuyau à parois de glace, il faut que l'air soit filtré à travers deux châssis de gaze de soie bien tendue à mailles fines et régulières. Un de ces châssis est en haut, l'autre en bas du tuyau prismatique.

On rend visibles les courants d'air en introduisant par la partie supérieure du tuyau, des filets de fumée très minces. Ces filets traversent le premier châssis de gaze et descendent, entraînés avec l'air aspiré, dans le tuyau, où ils restent parallèles entre eux jusqu'à la gaze inférieure qu'ils traversent pour se rendre dans le ventilateur.

La production de ces filets de fumée s'obtient de la manière suivante : On brûle dans un fourneau fermé de l'amadou mêlé à des étoffes de coton ; la fumée qui s'en dégage est conduite, par un tuyau recourbé, à une série de tubes d'émission, très minces et parallèles entre eux, qui reposent à la surface de la gaze supérieure.

Quand on place à l'intérieur du tuyau un obstacle sur le trajet du courant d'air (*fig.* 4), on voit les filets de fumée s'infléchir contre

l'obstacle et se partager en deux courants dont l'un remonte la pente du plan incliné, tandis que l'autre la suit. Ce partage se fait en un lieu qui correspond au centre de pression de l'air contre la surface inclinée; le lieu de partage est au centre de la figure du plan, s'il est horizontal, et s'approche de son bord d'amont à mesure que le plan s'incline davantage.



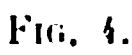


Fig. 4.



Fig. 5.

En aval de l'obstacle, des remous se forment et montrent leurs volutes autour d'un espace où l'air semble tout à fait immobilisé.

Mais il ne suffit pas de connaître la direction des filets d'air en chaque point; il faut aussi en connaître la vitesse.

A cet effet, la série de petits tubes qui amène sur la gaze filtrante les filets de fumée aspirés est soumise à un ébranlement latéral qui se répète dix fois par seconde. Un trembleur électrique réglé à cette fréquence entretient ce mouvement vibratoire. Sous cette influence, les fumées ne forment plus des lignes droites parallèles, mais des courbes sinusoïdales dont les inflexions se conservent pendant tout leur parcours. D'autre part, à l'intérieur du tuyau à air, une réglette

de $0^m,20$ de longueur, située exactement dans le même plan que les filets de fumée, sert d'échelle pour mesurer l'espace parcouru par les molécules d'air, en chaque dixième de seconde.

On voit sur chacun des filets (*fig.* 5) une série d'inflexions latérales qui se conservent pendant toute la durée de leur parcours. Ces inflexions resteraient équidistantes si la vitesse du courant était la même en tous les points. Mais, dans les régions où le courant se ralentit, les inflexions se montrent plus serrées; elles s'écartent, au contraire, les unes des autres quand le courant est rapide.

Les figures qu'on vient de voir ont été obtenues à la lueur d'un éclair magnésique, c'est-à-dire en un temps si court que chaque filet de fumée apparaît comme s'il était immobile.

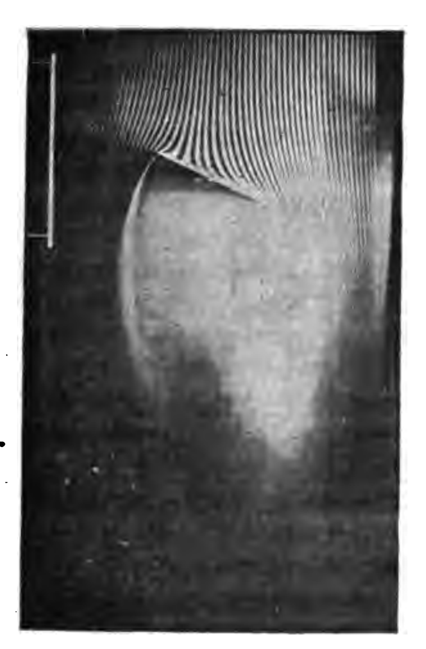


Fig. 6.

Si l'éclairement durait plus longtemps, l'aspect de la figure changerait et donnerait l'état moyen du courant d'air : c'est ce qu'on voit (*fig.* 6), où l'éclairage, produit par la combustion prolongée d'un fil de magnésium, a duré sept secondes environ.

On ne saurait énumérer les diverses applications de cette méthode, car on peut varier à l'infini la forme et les dimensions des

corps plongés dans le courant d'air, augmenter ou diminuer la vitesse du courant.


FIG. 7.


FIG. 8.

Une question importante pour l'aviation est de savoir comment se comportent les filets d'air contre trois plans voisins et parallèles entre eux, inclinés sous un certain angle. La *fig.* 7 répond à cette question d'une manière très claire.

Dans un autre cas, il s'agirait de savoir si la conformation des animaux aquatiques, dont la tête est obtuse et la queue effilée, constitue une disposition favorable. En immergeant dans l'eau des solides dont l'une des extrémités est obtuse et l'autre effilée, on peut voir qu'il y a grand avantage à ce que la grosse extrémité se présente la première ; il y a, de cette façon, beaucoup moins de remous à l'arrière.

Il en est de même quand on opère dans l'air : les *fig.* 8 et 9 montrent qu'avec la grosse extrémité tournée en avant les corps laissent derrière eux un sillage de remous moins large.

On considérera, je pense, comme une preuve de la précision de

la méthode, ce fait que, si l'on répète deux fois de suite une expérience, en conservant les mêmes conditions, les images obtenues sont identiques et superposables entre elles pour tous les points qui ne sont pas situés dans la région des remous.

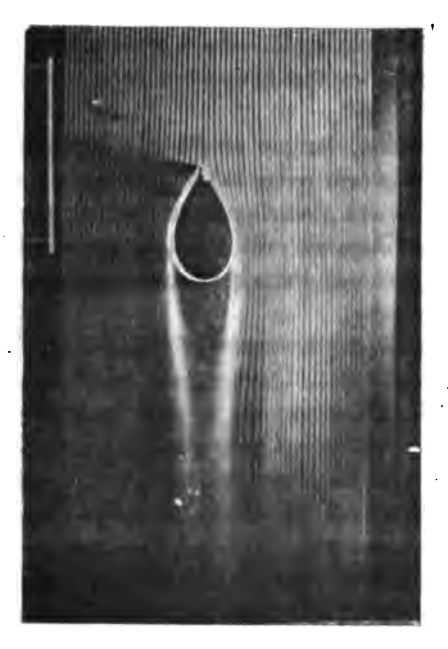


Fig. 9.

Je crois pouvoir ajouter que cette méthode donnera la solution expérimentale de divers problèmes relatifs aux appareils propulseurs dans les fluides, aux questions de ventilation, etc.

DÉTERMINATION DES TROIS PARAMÈTRES OPTIQUES PRINCIPAUX D'UN CRISTAL, EN GRANDEUR ET EN DIRECTION, PAR LE RÉFRACTOMÈTRE [1];

Par M. A. CORNU.

La détermination des trois indices et des trois axes principaux d'un cristal intéresse au plus haut point l'optique, la minéralogie et la pétrographie.

Cette détermination, longue et difficile lorsqu'on opère par la méthode des prismes (qui exige la taille de faces planes rigoureusement orientées), devient théoriquement très simple lorsqu'on opère par réflexion totale dans un milieu suffisamment réfringent, car une seule face plane, orientée d'une manière quelconque, fournit toutes les données nécessaires.

C'est ce qui résulte des travaux de MM. F. Kohlrausch, Quincke, Liebisch, Brill, Ch. Soret; d'autre part, la construction de réfractomètres (Pulfrich, Abbe) a rendu les observations très pratiques.

La mesure des trois indices principaux est donc devenue particulièrement aisée; mais la détermination des trois directions principales est restée jusqu'ici, du moins à ma connaissance [2], hérissée de calculs inabordables pour la pratique courante.

L'étude géométrique directe de la réflexion totale sur une surface cristalline m'a conduit, pour cette importante application du réfractomètre, à des relations analytiques d'une simplicité inespérée.

Cette étude est fondée sur la construction de la surface de l'onde (indiquée par Fresnel, développée par Ampère et Plücker), qui permet d'obtenir un point et la normale en ce point en partant de l'ellipsoïde dont les axes a, b, c, sont les inverses des indices principaux n_x, n_y, n_z :

$$(1) \quad \frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} + \frac{z^2}{c^2} = 1 \quad \text{avec} \quad n_x = \frac{1}{a} < n_y = \frac{1}{b} < n_z = \frac{1}{c}.$$

La surface de l'onde est le lieu des points obtenus en portant, à partir de l'origine, sur la normale à chaque plan diamétral, la longueur des deux axes de la section elliptique déterminée par ce plan dans l'ellipsoïde.

---

(1) Communication faite à la Société française de physique : Séance du 6 décembre 1901.

(2) M. Lavenir, *Bulletin de la Société française de Minéralogie*, t. XIV, p. 100; 1891.

Cette construction revient à faire tourner d'un angle droit chaque axe de la section elliptique autour de l'autre axe. Si, dans cette rotation, on entraîne aussi la normale à l'ellipsoïde au sommet correspondant de l'ellipse, cette normale reste dans le plan de rotation et coïncide avec la normale à la surface d'onde au point ainsi déterminé. On construit donc ainsi, outre le point de la surface, la normale en ce point, c'est-à-dire la normale à l'onde plane tangente en ce point à la surface de l'onde.

Conditions relatives à la réflexion totale. — Pour qu'une onde plane venant d'un milieu extérieur isotrope pénètre à travers une face plane dans l'intérieur d'un cristal, il faut, d'après la construction d'Huygens :

1° Que la normale à l'onde plane réfractée soit dans le plan d'incidence ;

2° Que l'on puisse mener, par la trace de l'onde incidente sur la face cristalline, un plan tangent à la surface d'onde du cristal ; il faut donc que cette trace ne coupe pas la section de la surface d'onde par la face cristalline : la limite de tangence correspond à la *réflexion totale*.

Donc, pour déterminer les angles et plans d'incidence de réflexion totale sur une face plane cristalline, il suffit de connaître la section de la surface de l'onde par cette face.

Chaque tangente à cette courbe est la normale d'un plan d'incidence et l'angle de réflexion totale correspondant I est défini par la distance p à l'origine de cette tangente, suivant la formule :

$$p \sin I = R,$$

R étant l'inverse de l'indice N du milieu extérieur.

On peut ainsi mesurer, dans une série d'azimuts ω_1, ω_2, ..., autour de la normale O$\mathfrak{N}$ à la face cristalline, les distances p_1, p_2, ..., et, par suite, déterminer expérimentalement une courbe $p = f(\omega)$, qui est évidemment la *podaire* de la section de la surface d'onde.

La connaissance de cette podaire définit complètement cette surface, car les coefficients de son équation (qui est du huitième degré) sont des fonctions connues des trois paramètres n_x, n_y, n_z et des angles α, β, γ que la normale à la face cristalline fait avec les axes principaux du système ; mais la complexité de ces fonctions en rend l'utilisation presque inabordable.

Maxima et minima des angles d'incidence. — L'équation de la

podaire devient inutile si l'on se borne à l'observation des maxima et minima des angles de réflexion totale et des azimuts correspondants du plan d'incidence, c'est-à-dire des distances p maxima et minima en grandeur et en direction ; la construction des rayons vecteurs de la surface de l'onde permet d'en obtenir directement la valeur.

Il suffit de rappeler la génération de la section plane considérée de la surface d'onde : comme tous ses rayons vecteurs sont dans un même plan, les ellipses génératrices sont des sections de l'ellipsoïde par un plan tournant autour de la normale $O\mathcal{N}$ à la face cristalline. On aperçoit alors immédiatement trois valeurs présentant un maximum ou un minimum : en effet, aucune ellipse ne peut avoir d'axe plus grand que a ni plus petit que c ; par conséquent, l'ellipse

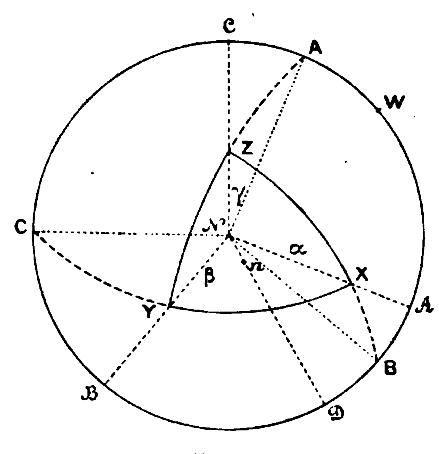


Fig. 1.

dont le plan $\mathcal{N}X\mathcal{A}$ (*fig.* 1) passe par l'axe des x[1] aura nécessairement pour grand axe l'axe maximum a, tourné d'un angle droit autour de son petit axe. Il constituera le rayon vecteur maximum absolu de la section ; son azimut $\mathcal{N}A$ normal à $\mathcal{N}\mathcal{A}$ sera la trace du plan d'incidence dont l'angle limite I_x fournit l'indice minimum $n_x = \frac{1}{a}$. Il en sera de même pour l'azimut $\mathcal{N}C$ (à angle droit de la

(1) La figure représente une projection stéréographique sur le plan ABC de la face cristalline (dont la normale $O\mathcal{N}$ se projette en $\mathcal{N}$) des trois plans principaux XY, YZ, ZY de la surface de l'onde.

projection $\mathcal{M}\mathcal{C}$ de l'axe z), où l'on observera l'angle limite I_z correspondant à l'indice maximum $n_z = \frac{1}{c}$.

Par raison de symétrie, l'axe moyen b sera aussi l'un des axes d'une section elliptique : il fournira dans l'azimut $\mathcal{M}B$ (à angle droit de $\mathcal{M}\mathcal{B}$, projection de l'axe y) un angle limite I_y correspondant à l'indice moyen $n_y = \frac{1}{b}$. Mais cet angle sera, suivant les cas, un maximum ou un minimum.

En résumé, les trois indices principaux n_x, n_y, n_z sont donnés par les incidences I_x, I_y, I_z respectivement observées dans les plans $\mathcal{M}A$, $\mathcal{M}B$, $\mathcal{M}C$, traces sur la face cristalline des plans principaux : $\mathcal{M}A$ trace de YZ, $\mathcal{M}B$ de ZX, $\mathcal{M}C$ de XY.

Mais la section plane de la surface d'onde, étant une courbe centrée du quatrième degré, doit présenter quatre rayons vecteurs alternativement maximum ou minimum en valeur absolue. On doit donc trouver un quatrième plan d'incidence fournissant un angle limite I maximum ou minimum correspondant à un indice intermédiaire ν.

Or, parmi tous les plans diamétraux passant par la normale $O\mathcal{M}$, il en est un qui se distingue de tous les autres : c'est le plan $\mathcal{M}\mathcal{D}$, qui contient la normale à l'ellipsoïde au point où $O\mathcal{M}$ coupe la surface : c'est le quatrième plan d'incidence cherché ; car il remplit toutes les conditions requises.

En effet, sa trace $\mathcal{M}\mathcal{D}$ est la normale d'une section elliptique dont un des sommets est en $\mathcal{M}$, puisque la normale à l'ellipsoïde en $\mathcal{M}$ se projette sur cette section suivant $O\mathcal{M}$: donc $O\mathcal{M}$ est un axe de l'ellipse. La rotation autour de l'axe, s'effectuant dans le plan $\mathcal{M}\mathcal{D}$, entraîne dans ce plan la normale à l'ellipsoïde, qui devient la normale à la surface d'onde au point de la section plane que cette construction détermine. La normale en ce point se projette donc sur la section plane suivant la direction $\mathcal{M}\mathcal{D}$; donc le rayon vecteur ayant pour longueur $O\mathcal{M}$ (diamètre de l'ellipsoïde normal à la surface cristalline) est maximum ou minimum : C. Q. F. D.

Le quatrième plan d'incidence $\mathcal{M}\mathcal{D}$ s'obtiendra donc sur la projection stéréographique en joignant par un grand cercle $\mathcal{M}$ au point n représentatif de la direction de la normale à l'ellipsoïde au point $\mathcal{M}$ et prolongeant jusqu'en $\mathcal{D}$, plan de la surface cristalline.

Les observations au réfractomètre fournissent les azimuts A, B, C, $\mathcal{D}$ et, dans chacun d'eux, les angles limites I_x, I_y, I_z, I.

Le second groupe (5), au contraire, dépend essentiellement de ces paramètres en grandeur et en direction, ainsi que la formule (3) établie au cours de l'analyse du phénomène.

Premier groupe. — La projection stéréographique ci-après fournit immédiatement les triangles sphériques qui lient les angles inconnus α, β, γ aux données de l'observation ; ces données sont les azimuts $\mathcal{N}A$, $\mathcal{N}B$, $\mathcal{N}C$ des trois plans de réflexion dans lesquels on a mesuré les incidences qui ont fourni respectivement les indices n_x, n_y, n_z.

La normale $\mathcal{N}$ à la face réfléchissante (supposée dans l'intérieur du trièdre trirectangle des axes, comme sur la figure, hypothèse que l'on peut toujours faire) est le sommet de trois triangles rectilatères $X\mathcal{N}Y$, $Y\mathcal{N}Z$, $Z\mathcal{N}X$ dont les côtés communs sont précisément les arcs α, β, γ ; les angles en $\mathcal{N}$ ont pour mesure les arcs $\widehat{\mathcal{A}\mathcal{B}}$, $\widehat{\mathcal{B}\mathcal{C}}$, $\widehat{\mathcal{C}\mathcal{A}}$ respectivement égaux aux arcs $\widehat{AB}$, $\widehat{BC}$, $\widehat{CA}$, comme tournés *dans le même sens* de 90° (Il n'en serait pas ainsi dans le cas où $\mathcal{N}$ serait en dehors du triangle XYZ). Ainsi dans $X\mathcal{N}B$, on a la relation :

$$o = \cos\alpha \cos\beta + \sin\alpha \sin\beta \cos\widehat{AB},$$

d'où l'on tire $\cos\widehat{AB}$ et les deux autres cosinus analogues, par permutation tournante, car la permutation s'applique dans le même sens à l'ordre de succession des points A, B, C : XYC, YZA, ZXB. Il vient donc :

$$\cos\widehat{AB} = -\cot\alpha \cot\beta,$$
$$\cos\widehat{BC} = -\cot\beta \cot\gamma,$$
$$\cos\widehat{CA} = -\cot\gamma \cot\alpha.$$

Divisons la seconde équation par le produit des deux autres ; il vient :

$$(4_a) \qquad \operatorname{tang}^2\alpha = -\frac{\cos\widehat{BC}}{\cos\widehat{AB}\cos\widehat{CA}}.$$

C'est la première formule du groupe (4) (p. 140) ;

Les trois angles $\widehat{AB}$, $\widehat{BC}$, $\widehat{CA}$ ayant entre eux la relation :

$$\widehat{AB} + \widehat{BC} + \widehat{CA} = 360^\circ,$$

on peut éliminer l'un d'eux dans la formule (4_a), par exemple $\widehat{BC}$,

$$\cos \widehat{BC} = \cos \left(\widehat{AB} + \widehat{CA}\right),$$

Substituant et réduisant, il vient [1] :

$$(4_b)\qquad \begin{cases} \cos^2\alpha = \cot \widehat{AB} \cot \widehat{CA}, \\ \cos^2\beta = \cot \widehat{BC} \cot \widehat{AB}, \\ \cos^2\gamma = \cot \widehat{CA} \cot \widehat{BC}, \end{cases}$$

valeurs qui satisfont d'elles-mêmes à la condition :

$$\cos^2\alpha + \cos^2\beta + \cos^2\gamma = 1.$$

Ces formules, purement géométriques, sont théoriquement à l'abri de toute difficulté dans leur emploi ; mais, en pratique, l'incertitude inévitable que présente la détermination de l'azimut d'un maximum ou d'un minimum amène parfois des embarras dont il faut être prévenu.

Ainsi il peut arriver que les données de l'observation substituées dans les formules (4_b) conduisent à des valeurs négatives pour les carrés des cosinus, c'est-à-dire à des solutions imaginaires pour les angles α, β ou γ. Or, d'après la nature du problème, ces valeurs sont nécessairement réelles [2] ; il faut donc que les trois cotangentes soient de même signe ; par suite, les angles $\widehat{AB}$, $\widehat{BC}$, $\widehat{CA}$, ramenés entre 0° et 90° par addition ou soustraction de 180° doivent aussi

---

[1] On peut, par une simple construction géométrique, obtenir ces angles α, β, γ, c'est-à-dire déduire directement les points X, Y, Z des points A, B, C, en superposant à la projection stéréographique une projection orthogonale auxiliaire sur le plan de la face cristalline, qui est ici le plan de la figure. On sait, en effet, que la projection orthogonale du sommet d'un trièdre trirectangle sur un plan qui coupe ses trois arêtes est le point de concours des trois hauteurs du triangle, intersection des trois faces avec le plan sécant. On reconnait aisément que les trois côtés de ce triangle sont parallèles aux directions $\mathcal{N}A$, $\mathcal{N}B$, $\mathcal{N}C$ et les trois hauteurs à $\mathcal{N}\mathcal{A}$, $\mathcal{N}\mathcal{B}$, $\mathcal{N}\mathcal{C}$.

Prenant le point $\mathcal{N}$ comme point de concours des trois hauteurs $\mathcal{N}\mathcal{A}$, $\mathcal{N}\mathcal{B}$, $\mathcal{N}\mathcal{C}$ d'un triangle de dimension arbitraire, on est conduit à un trièdre dont on construit tous les éléments angulaires par des rabattements évidents.

[2] La construction géométrique précitée en donne la preuve : la construction du triangle auxiliaire dont les directions des trois hauteurs sont données est toujours possible.

être de même signe. Cette condition fournit un contrôle qualitatif de l'exactitude des observations ; si elle n'est pas remplie, c'est qu'il s'est glissé quelque erreur; il y a lieu alors de reviser les observations et, au besoin, de recommencer les mesures jusqu'à ce que les azimuts satisfassent à la condition de réalité du cosinus.

Il y a cependant un cas où l'on n'y parvient pas d'une manière satisfaisante, à cause de l'incertitude des observations. C'est celu où certaines différences d'azimut sont très voisines de 90° ; alors une petite erreur dans les mesures peut rendre un angle plus grand ou plus petit que 90° et, par conséquent, faire passer la cotangente du signe positif au négatif. Mais on est averti par là du fait que la face cristalline utilisée est presque parallèle à l'un des axes principaux : les valeurs des produits des cotangentes sont indéterminées; dès lors cette face, bien que susceptible de fournir les trois indices principaux, est, par son orientation, impropre à la détermination précise des trois directions principales, du moins à l'aide des formules (4_b).

On est alors amené à supposer que, au moins comme première approximation, l'un des angles α, β, γ, par exemple α, est égal à 90° exactement ; et, par suite, $\cot \alpha = 0$.

Il reste la relation :

$$\cos^2 \beta' + \cos^2 \gamma' = 1 \qquad \text{ou} \qquad \beta' + \gamma' = 90°.$$

On utilise alors la valeur du quatrième indice ν pour la détermination de β', laquelle demeure la seule inconnue.

L'équation :

$$(3) \qquad \nu^2 = n^2_x \cos^2 \alpha + n^2_y \cos^2 \beta + n^2_z \cos^2 \beta,$$

peut en effet se mettre sous la forme

$$\nu^2 (\cos^2 \beta' + \sin^2 \beta') = n_y \cos^2 \beta' + n_z^2 \sin^2 \beta'.$$

d'où l'on tire :

$$\tan\text{g}^2 \beta' = \frac{\nu^2 - n^2_z}{n^2_y - \nu^2};$$

expression [1] qui achève de déterminer l'orientation de la normale à la face cristalline dans l'hypothèse où cette face est rigoureusement parallèle à l'axe OY ($\alpha = 90°$, $\beta = \beta'$, $\gamma' = 90° - \beta'$).

En général, l'hypothèse $\alpha = 90°$ ne sera qu'approchée et, bien que

---

[1] Étant homogène par rapport à n_y, n_z et ν, la valeur de β' est indépendante de la valeur de l'indice de réfraction de la substance réfringente auxiliaire des réfractomètres.

la valeur de β' soit plus exacte qu'on ne pourrait le penser, la conclusion qu'on tirera de ces mesures sera la nécessité de recourir à une autre face cristalline orientée dans une direction plus favorable, afin d'obtenir des données meilleures et une vérification des résultats obtenus. Lorsqu'on est maître de choisir cette orientation, on prend, pour $O\mathcal{N}$, la direction qui fait, avec les axes OX, OY, OZ (supposés connus approximativement), des angles sensiblement égaux.

Remarques. — En dehors du cas particulier qui vient d'être signalé, on ne rencontre pas, en général, d'autre difficulté que l'ambiguïté existant entre l'indice moyen n_y et le quatrième indice ν.

Dans ce qui précède, on l'a supposée levée par des considérations étrangères aux mesures; mais cette ambiguïté n'entraîne d'autre inconvénient que celui d'un calcul supplémentaire. En effet, si l'on n'a aucun motif de distinguer n_y de ν, on considère arbitrairement l'un des deux indices comme n_y et, à l'aide des trois azimuts correspondant aux trois indices n_x, n_y, n_z adoptés, on calcule les angles α, β, γ. Si le choix est bon, l'équation (3) vérifiera la valeur du quatrième indice, considéré comme représentant ν; sinon, on intervertira n_y et ν, B et $\mathcal{D}$, et l'on recommencera le calcul de α, β, γ; la vérification de (3) devra alors être satisfaisante.

Second groupe. — Le second groupe de formules (5) est destiné à fournir des vérifications en utilisant les données relatives au quatrième indice dont on mesure, d'une part, la grandeur ν, d'autre part l'azimut $\mathcal{N}\mathcal{D}$ du plan de réflexion où on l'observe.

L'équation (3), déjà employée, doit être rangée dans ce groupe, bien qu'elle ait été établie directement, car elle constitue aussi une relation de contrôle entre les indices n_x, n_y, n_z, ν et les angles α, β, γ.

Celles qu'il reste à démontrer se rapportent aux azimuts $\mathcal{N}$A, $\mathcal{N}$B, $\mathcal{N}$C et $\mathcal{N}\mathcal{D}$; la définition géométrique de la surface de l'onde déduite de l'ellipsoïde établit entre eux des relations qui permettent de calculer les angles A$\mathcal{N}\mathcal{D}$, B$\mathcal{N}\mathcal{D}$, C$\mathcal{N}\mathcal{D}$.

La démonstration de ces formules se réduit à calculer les cosinus directeurs des diverses directions nécessaires pour obtenir l'expression des angles qu'elles font entre elles. Ce calcul un peu laborieux n'offre, d'ailleurs, aucune difficulté.

Direction $\mathcal{N}\mathcal{D}$. — D'après l'analyse du phénomène (p. 138), l'azimut $\mathcal{N}\mathcal{D}$ est la trace du plan qui passe par la normale n à l'ellipsoïde, au point où la normale $\mathcal{N}$ à la face réfléchissante rencontre cette surface.

Calculons d'abord les cosinus directeurs ξ', η', ζ' de la formule $\mathcal{M}\omega'$ à ce plan (non tracée sur la figure) rapporté aux axes X, Y, Z.

Ils sont déterminés par les trois conditions :

$$\xi'^2 + \eta'^2 + \zeta'^2 = 1, \quad \xi'\alpha + \eta'\beta + \zeta'\gamma = 0, \quad \xi'\frac{\alpha}{a^2} + \eta'\frac{\beta}{b^2} + \zeta'\frac{\gamma}{c^2} = 0$$

qui expriment, outre la rectangularité des axes, que $\mathcal{M}\omega'$ est normale à $\mathcal{M}$ et à n (on a remplacé, pour abréger l'écriture, cos α, ..., par α, β, γ) ; d'où l'on tire :

$$(\omega') \qquad \frac{\xi'}{\beta\gamma\,(n_z^2 - n_y^2)} = \frac{\eta'}{\gamma\alpha\,(n_x^2 - n_z^2)} = \frac{\zeta'}{\alpha\beta\,(n_y^2 - n_x^2)} = \frac{1}{\ },$$

expressions où les carrés des indices principaux remplacent les inverses des carrés des axes de l'ellipsoïde.

D'après les relations bien connues entre les neuf cosinus d'un trièdre trirectangle, on écrira immédiatement les cosinus directeurs ξ, η, ζ de la trace $\mathcal{M}\omega$ du plan $\mathcal{M}n$ sur le plan de la face cristalline, car elle forme un trièdre trirectangle avec $\mathcal{M}$ (α, β, γ) et ω' (ξ', η', ζ') :

$$\xi = \beta\zeta' - \gamma\eta', \quad \eta = \gamma\xi' - \alpha\zeta', \quad \zeta = \alpha\eta' - \beta\xi'.$$

Après substitution et réduction en ayant égard à l'équation (3), on trouve :

$$(\omega) \qquad \frac{\xi}{\alpha\,(v^2 - n_x^2)} = \frac{\eta}{\beta\,(v^2 - n_y^2)} = \frac{\zeta}{\gamma\,(v^2 - n_z^2)} = \frac{1}{\mathcal{R}},$$

le radical $\mathcal{R}$ étant évidemment le même que pour ω' (ξ', η', ζ').

Directions $\mathcal{M}$A, $\mathcal{M}$B, $\mathcal{M}$C. — Calculons, par exemple, les cosinus directeurs de $\mathcal{M}$A (X_a, Y_a, Z_a), les autres s'obtiendront par permutation tournante. $\mathcal{M}$A est la normale au plan qui passe par $\mathcal{M}$ (α, β, γ) et par l'axe OX (1, 0, 0) : d'où les trois conditions :

$$X_a^2 + Y_a^2 + Z_a^2 = 1, \quad X_a\alpha + Y_a\beta + Z_a\gamma = 0, \quad X_a = 0,$$

d'où :

$$\frac{X_a}{0} = \frac{Y_a}{\gamma} = \frac{Z_a}{-\beta} = \frac{1}{\sqrt{\beta^2 + \gamma^2}}.$$

On en conclut :

$$(A) \qquad X_a = 0, \quad Y_a = \frac{\gamma}{\sqrt{\beta^2 + \gamma^2}}, \quad Z_a = \frac{-\beta}{\sqrt{\beta^2 + \gamma^2}}.$$

Calculs des angles $\widehat{A\mathfrak{D}}$, $\widehat{B\mathfrak{D}}$, $\widehat{C\mathfrak{D}}$. — On a évidemment, à l'aide des valeurs calculées ci-dessus :

$$\cos \widehat{A\mathfrak{D}} = \xi X_a + \eta Y_a + \zeta Z_a = \frac{\beta\gamma\,(n_z^2 - n_y^2)}{\mathfrak{R}\sqrt{\beta^2 + \gamma^2}}.$$

Le radical $\mathfrak{R}$ est compliqué et se prête mal au calcul numérique. On tourne cette difficulté en utilisant cos $A\mathfrak{D}'$, qui est égal et de signe contraire à sin $\widehat{A\mathfrak{D}}$, puisque $\mathfrak{N}\mathfrak{D}$ et $\mathfrak{N}\mathfrak{D}'$ sont rectangulaires et que $\widehat{A\mathfrak{D}}$ et $\widehat{A\mathfrak{D}'}$ sont comptés dans le même sens que $\widehat{AB}$, $\widehat{BC}$, $\widehat{CA}$,

$$-\sin \widehat{A\mathfrak{D}} = \xi' X_a + \eta' Y_a + \zeta' Z_a = \frac{\alpha\,(n_x^2 - \nu^2)}{\mathfrak{R}\sqrt{\beta^2 + \gamma^2}}.$$

Divisant membre à membre, il vient, après avoir remis cos α, cos β, cos γ au lieu de α, β, γ,

$$(5_a) \qquad -\operatorname{tang} \widehat{A\mathfrak{D}} = \frac{\cos\alpha}{\cos\beta\cos\gamma}\,\frac{n_x^2 - \nu^2}{n_z^2 - n_y^2},$$

et les deux autres expressions analogues de $\widehat{B\mathfrak{D}}$, $\widehat{C\mathfrak{D}}$.

On les simplifie encore en remplaçant les cosinus par leur valeur tirée de (4_b) :

$$(5_b) \qquad \left\{ \begin{aligned} \operatorname{tang} \widehat{A\mathfrak{D}} &= \operatorname{tang} \widehat{BC}\,\frac{n_x^2 - \nu^2}{n_y^2 - n_z^2},\\ \operatorname{tang} \widehat{B\mathfrak{D}} &= \operatorname{tang} \widehat{CA}\,\frac{n_y^2 - \nu^2}{n_z^2 - n_x^2},\\ \operatorname{tang} \widehat{C\mathfrak{D}} &= \operatorname{tang} \widehat{AB}\,\frac{n_z^2 - \nu^2}{n_x^2 - n_y^2}, \end{aligned} \right.$$

expressions très simples, qui fournissent un contrôle précieux de l'ensemble des paramètres optiques du cristal, car les trois angles calculés ci-dessus ont été directement observés ; la valeur de ν est celle qui est calculée par l'équation (3).

Pour achever la détermination de la constitution optique du cristal, il reste à définir l'orientation des trois axes X, Y, Z, par rapport aux axes cristallographiques. Or la direction de repère $\mathfrak{N}$W, observée en même temps que $\mathfrak{N}$A, $\mathfrak{N}$B, $\mathfrak{N}$C, permet d'opérer ce raccordement, car l'orientation cristallographique de la face $\mathfrak{N}$ est supposée connue ainsi que $\mathfrak{N}$W. Il ne reste plus alors à effectuer que des calculs familiers aux cristallographes.

ÉTUDES SPECTROPHOTOMÉTRIQUES SUR LES INDOPHÉNOLS (1);

Par MM. CAMICHEL et BAYRAC.

La position dans le spectre des bandes brillantes ou obscures données par les corps absorbants est, en général, définie par les extrémités *apparentes* de ces bandes. Ce procédé a l'inconvénient de donner des résultats variables avec l'épaisseur du corps traversé, la nature de la source lumineuse qui éclaire le spectroscope, et la concentration, si l'on a affaire à une dissolution.

Sous l'influence d'une augmentation d'épaisseur, une bande brillante paraît se déplacer du côté des radiations, pour lesquelles le milieu est plus transparent. La conclusion inverse s'applique aux bandes noires. Les variations de concentration produisent des effets analogues aux changements d'épaisseur. Si l'intensité des radiations les plus réfrangibles est augmentée dans la source qui éclaire le spectroscope, la bande brillante se déplace dans le spectre du côté de ces radiations.

La définition d'une bande par le point P correspondant au maximum ou au minimum du coefficient d'absorption donne, au contraire, des résultats indépendants des conditions de l'expérience, du moins dans les solutions pour lesquelles le coefficient d'absorption est proportionnel à la concentration, cas très général. On peut déterminer le point P par un dispositif identique au spectrophotomètre de M. Crova. La fente d'un spectroscope à grande dispersion (2) est divisée en deux parties, dont l'une est éclairée par un faisceau d'intensité I_1, qui traverse deux nicols; l'autre moitié est éclairée par un faisceau d'intensité I_2, sur le trajet duquel est installée une cuve contenant le dissolvant pur, les faces de la cuve étant perpendiculaires à la direction du faisceau I_2.

L'égalité des deux spectres correspond à l'équation :

$$I_1 \sin^2 \alpha = KI_2,$$

K désignant une constante, et $\frac{\pi}{2} - \alpha$ l'angle des deux nicols. Les

(1) Communication faite à la Société française de Physique, séance du 12 avril 1901.

(2) Modèle Duboscq et Pellin.

deux sources étant identiques, l'égalité a lieu simultanément pour toutes les couleurs ; l'angle α est indépendant de λ.

On place, normalement au faisceau I_2, la cuve contenant la dissolution étudiée, et l'on réalise l'égalité des deux spectres pour une longueur d'onde λ ; l'angle des deux nicols est alors α ; on a :

$$I_1 \sin_2 \alpha' = KI^2 e^{-z.c.\varphi(\lambda)},$$

Z désigne l'épaisseur du corps traversé, c la concentration, et $\varphi(\lambda)$ le coefficient d'absorption correspondant à l'unité d'épaisseur et à l'unité de concentration.

On a :

$$\frac{\sin^2 \alpha'}{\sin^2 \alpha} = e^{-z\, c.\, (\lambda)}.$$

On voit que les maxima et minima de la courbe représentant $\sin^2 \alpha'$ en fonction de λ sont données par l'équation :

$$\rho'(\lambda) = o.$$

Il suffit donc de déterminer les maxima et minima de la courbe $\sin^2 \alpha'$.

Dans le plan focal de la lunette astronomique du spectrophotomètre se trouvent deux volets qui permettent de limiter la radiation

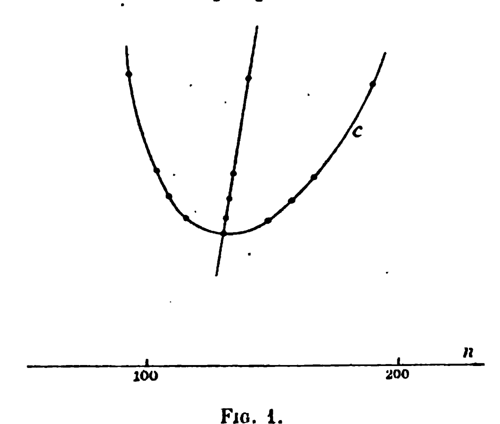


Fig. 1.

observée ; on amène à l'égalité les deux spectres à l'une des extrémités apparentes de la bande, on lit la division correspondante du micromètre n, et l'angle α' des deux nicols. On déplace d'un mouvement lent la lunette astronomique : la différence d'éclat entre les deux plages limitées par les volets apparaît, augmente, atteint un maxi-

mum, diminue et redevient nulle pour une division n' du micromètre.

On examine ensuite deux points de la bande plus rapprochés; l'angle des deux nicols est α'_2 les divisions du micromètre correspondant à l'égalité des deux plages sont n_2 et n'_2, etc.

On construit la courbe C (*fig.* 1) ayant comme abscisses n et comme ordonnées $\sin^2 \alpha'$. On joint les milieux des cordes horizontales ayant comme ordonnées :

$$\sin^2 \alpha'_1, \quad \sin^2 \alpha'_2, \quad \sin^2 \alpha'_3, \quad \text{etc.};$$

le lieu de ces points est le plus souvent une droite dans un intervalle assez grand. On prend l'intersection de cette droite et de la courbe C; on détermine ainsi avec exactitude la position des maxima et minima de transparence.

Voici un exemple d'une détermination : dissolution alcoolique de l'indophénol dérivé du paroxylénol :

n	n'	$\frac{n+n'}{2}$	α'	$\sin^2\alpha'$
94	190	142	19°,7	0,1136
105	173,5	139,2	16°,3	0,0787
111,8	160,0	135,9	15°,1	0,0679
120	150,5	135,2	14°,1	0,0593
135			13°,4	0,0537

La courbe C est représentée *fig.* 1.

Le minimum de transparence correspond à la division 134, c'est-à-dire à la longueur d'onde 571.

La méthode précédente a été appliquée aux indophénols.

Les indophénols sont des corps bien définis, cristallisés; ils contiennent dans leurs formules, les uns deux azotes tertiaires, les autres un azote tertiaire et un azote primaire.

On vérifie facilement que leurs solutions dans l'alcool, l'éther, le sulfure de carbone ont un coefficient d'absorption proportionnel à la concentration. Le minimum de transparence qui se trouve dans le jaune est donc invariable quand la concentration change. Il est donc inutile de faire des dissolutions de concentration connue, qui sont impossibles à obtenir pour divers indophénols, dont la quantité est trop faible pour permettre des pesées.

a) En recherchant l'influence du dissolvant sur la position du minimum de transparence, on vérifie que la loi de Kundt ne s'applique pas aux corps étudiés;

b) Une substitution en ortho dans le phénol, dont dérive l'indophénol, produit un déplacement considérable du minimum de trans-

parence, quel que soit le dissolvant. Ce déplacement est dirigé du rouge vers le violet;

c) Une substitution en méta dans le phénol, dont dérive l'indophénol, produit un déplacement de minimum de transparence, toujours beaucoup plus faible que le précédent et très souvent négligeable. Il est dirigé tantôt vers le rouge, tantôt vers le violet.

d) Quand un azote tertiaire est remplacé par un azote primaire, le minimum de transparence se déplace toujours vers l'extrémité la plus réfrangible du spectre, quel que soit le dissolvant.

SUR LES PROPRIÉTÉS MAGNÉTIQUES DE LAMES TRÈS MINCES DE FER ET DE NICKEL ;

Par M. Ch. MAURAIN.

J'ai signalé déjà [1] la particularité suivante, qu'on observe lorsqu'on étudie l'aimantation que prend un dépôt électrolytique de fer obtenu dans un champ magnétique : la déviation d'un magnétomètre, sur lequel agit le dépôt en formation, serait représentée en fonction du temps par une droite, si l'épaisseur de fer déposée pendant l'unité de temps, d'une part, et l'intensité de l'aimantation acquise par chaque couche, d'autre part, restaient constantes ; or l'expérience montre que, les conditions de l'électrolyse restant fixes, la courbe représentant la déviation est, en effet, une droite, sauf dans sa partie initiale ; au début, la courbe est légèrement concave vers le haut ; son coefficient angulaire croît d'une manière continue jusqu'à la valeur correspondant à la partie rectiligne qui continue la courbe. L'interprétation naturelle de cette allure particulière du début de la courbe est qu'il n'apparaît dans le dépôt de couche ayant une aimantation bien définie que quand l'épaisseur du dépôt atteint une certaine valeur, et que l'intensité d'aimantation relative aux couches superficielles est plus faible que l'intensité d'aimantation normale.

Dans le présent travail, j'étudie les propriétés magnétiques superficielles ainsi mises en évidence ; j'ai effectué des dépôts de fer sur des cathodes de différentes natures (laiton, argent, cuivre, or, pla-

---

(1) *J. de Phys.*, 3e série, t. X, p. 123 ; 1901.

tine), et j'ai trouvé la nature de la cathode sans influence; l'épaisseur limite à partir de laquelle apparaît une couche de propriétés définies est d'environ 83 $\mu\mu$ (millionièmes de millimètre); la perturbation initiale des courbes disparaît pratiquement quand le champ dans lequel est obtenu le dépôt est assez intense, c'est-à-dire que la saturation magnétique de toutes les couches, superficielles ou profondes, correspond à la même valeur de l'intensité d'aimantation. J'ai ensuite fait des expériences du même genre avec le nickel; pour ce métal, l'intensité d'aimantation des couches superficielles est, au contraire, plus grande que l'intensité d'aimantation bien définie des couches profondes, et l'épaisseur limite est voisine de 200 $\mu\mu$.

Je vais indiquer la marche des expériences [1], examiner ensuite une objection qu'on pourrait faire *a priori*, puis exposer les résultats avec plus de détails que je ne viens de le faire.

Marche des expériences. — A partir du moment où on ferme le courant d'électrolyse qui dépose le fer sur la cathode, le magnétomètre dévie d'une manière continue, et il suffit de noter les positions de la tache lumineuse sur l'échelle de temps en temps, toutes les demi-minutes, par exemple, pour pouvoir construire avec précision la courbe représentant les déviations en fonction du temps. Ces courbes ont, pour des champs de quelques gauss, la forme de la courbe Fe

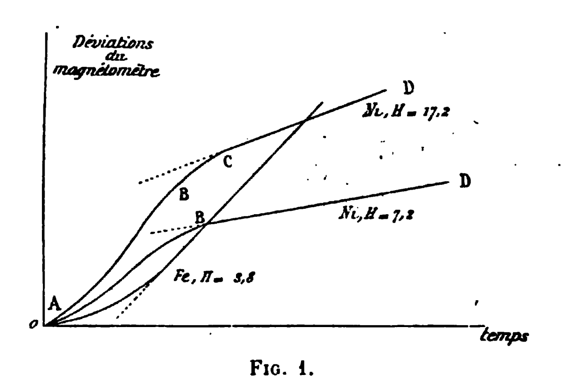


Fig. 1.

de la *fig.* 1; après les avoir tracées à une grande échelle, on repère, en prolongeant la partie rectiligne, l'endroit où la partie courbe finit;

(1) Je renverrai, pour les détails de la disposition expérimentale, à l'article que je viens de citer; j'ai rappelé brièvement cette disposition dans l'article qui précède celui-ci.

comme le raccordement est tangentiel, il y a une certaine incertitude sur la position de ce point. Il reste à calculer l'épaisseur correspondant à la partie initiale courbe; on détermine la masse de chaque dépôt, arrêté à un moment déterminé, en mesurant la diminution de masse éprouvée par la cathode quand on a fait dissoudre le dépôt de fer par immersion dans de l'acide sulfurique étendu ; de la masse totale du dépôt on déduit par proportionnalité celle de la couche déposée pendant la durée correspondant à la partie initiale courbe; d'ailleurs on connaît facilement la surface du dépôt, et on en déduit son épaisseur, en prenant comme valeur de la densité du fer 7,5 (1).

Pour que ce mode de calcul soit correct, il faut que la masse de fer déposée par unité de temps reste la même pendant toute la durée des électrolyses ; je m'en suis assuré en déterminant pour les bains que j'employais les masses de dépôts obtenus avec les densités de courant utilisées dans mes expériences, et de durées variant depuis la durée maximum de ces expériences (2) jusqu'à des temps très courts ; les plus faibles de ces masses ne sont que de quelques milligrammes et ne sont pas déterminables avec une grande précision ; mais les nombres qu'on en déduit pour la valeur de la masse déposée par milliampère-minute par exemple ne s'écartent pas systématiquement des nombres plus concordants obtenus avec des dépôts de quelques centigrammes. Avec le bain employé dans la plupart de ces expériences, comprenant, par litre d'eau distillée, 20 grammes d'oxalate double de fer et d'ammonium et 8 grammes d'oxalate d'ammonium, la masse de fer déposée par milliampère-minute était d'environ $4{,}26.10^{-6}$ grammes. J'ai aussi employé la solution obtenue en versant du sulfate ferreux dans une solution concentrée de pyrophosphate de sodium et en agitant.

Les tiges cylindriques de laiton ou de cuivre utilisées comme cathodes ou étaient massives d'environ 4 millimètres de diamètre ;

---

(1) C'est la valeur que j'ai obtenue pour la densité de dépôts électrolytiques de fer plus considérables obtenus dans les mêmes conditions; j'ai déjà fait remarquer, à propos de déterminations d'épaisseurs dont il est parlé dans l'article précédent, qu'il semble que la densité est la même dans les couches superficielles que dans les couches profondes.

(2) Les durées d'électrolyse correspondant à la partie initiale courbe ont varié de une minute et demie à huit minutes, pour des densités de courant de 2 à 10 milliampères par centimètre carré ; je laissais durer chaque expérience ensuite assez longtemps pour que la direction de la partie rectiligne continuant la courbe fût bien déterminée; les durées totales des électrolyses ont varié ainsi jusqu'à une vingtaine de minutes.

pour l'or, l'argent et le platine, j'ai employé des tiges de laiton recouvertes d'une couche épaisse et bien polie de ces métaux.

Pour le nickel, les expériences étaient conduites de même, et le bain employé avait la même composition que le bain de fer, mais avec les sulfates au lieu des oxalates ; j'ai vérifié aussi que l'électrolyse de ce bain était régulière pour les durées de mes expériences, qui étaient à peu près les mêmes que pour le fer ; la masse de nickel déposée par milliampère-minute était $14,2.10^{-6}$ grammes ; le nickel ne se dissolvant pas facilement dans un acide sans action sur la cathode elle-même, les masses étaient déduites de l'augmentation de masse de la cathode due à la formation du dépôt ; les mesures ainsi faites sont moins bonnes que celles relatives au fer, où on mesurait une diminution de masse.

Examen d'une objection. — On pourrait objecter que la partie initiale courbe provient non pas d'une variation dans les propriétés magnétiques, mais d'une perturbation dans l'électrolyse. Cette hypothèse est inadmissible. En effet :

1° D'abord, l'intensité du courant reste bien constante ; l'établissement de la polarisation cause seulement une très faible diminution de l'intensité dans les premières secondes (1 ou 2 centièmes au plus) ; j'avais justement pris soin, pour réduire l'effet de cette cause de variation, de commander le circuit par une forte force électromotrice (16 accumulateurs) ;

2° J'ai constaté, comme je l'ai dit plus haut, que la masse de fer ou de nickel déposée par milliampère-minute reste la même quand la durée de l'électrolyse varie depuis la durée maximum de mes expériences (vingt minutes environ) jusqu'aux durées les plus courtes qui permettent encore de faire les pesées ;

3° Enfin le fait que, pour les dépôts de fer obtenus dans les champs magnétiques assez élevés, la perturbation initiale disparaît, suffirait à lui seul à montrer que cette perturbation initiale ne provient pas de l'électrolyse ; on ne comprendrait pas en effet comment elle pourrait alors être influencée par la valeur du champ.

La seule interprétation possible est donc celle donnée plus haut.

Résultats. — *Fer.* — L'allure des courbes reste la même, quelle que soit la nature du métal constituant la surface de la cathode ; la partie courbe initiale, bien marquée pour des champs de quelques gauss, devient moins apparente pour les champs de 10 à 15 gauss, et disparaît pour des champs plus élevés. Les valeurs trouvées pour l'épaisseur

limite ne dépendent pas de la nature du bain, ni de la densité du courant; les moyennes de ces valeurs correspondant à chaque métal ne concordent pas complètement, mais les divergences qu'elles présentent s'expliquent suffisamment par la difficulté des expériences, et la nature de la cathode paraît bien ne pas intervenir. Je donnerai, comme exemples, les nombres relatifs aux expériences faites avec les deux métaux pour lesquels j'ai fait le plus petit nombre de déterminations et qui sont aussi — pour cette raison sans doute — ceux pour lesquels les valeurs moyennes des épaisseurs s'écartent le plus de la moyenne générale; pour l'argent les épaisseurs limites trouvées ont été 84,2 $\mu\mu$ — 66 — 63,7 — 103; moyenne 79,2; pour le platine, 114,3 — 80 — 122 — 58,2 — 78; moyenne : 92,3. Voici maintenant les valeurs moyennes des épaisseurs trouvées avec les différents métaux employés comme cathodes :

Cathodes de	laiton	(24	déterminations),	moyenne	= 83$^{\mu\mu}$
—	argent	4	—	—	= 79 ,2
—	cuivre	6	—	—	= 79 ,3
—	or	6	—	—	= 82 ,6
—	platine	5	—	—	= 92 ,3

et la moyenne générale est 83,2 $\mu\mu$.

Nickel. — Les résultats relatifs au nickel diffèrent beaucoup de ceux obtenus avec le fer; les courbes représentant les déviations du magnétomètre en fonction du temps ont la forme représentée par deux des courbes de la *fig.* 1 (¹) : après une très courte période de variation relativement faible, OA, s'en trouve une de variation rapide AB, se terminant par un coude assez accentué, B; après ce coude B vient une région BC où la courbe se raccorde à la droite CD, qui représente ensuite la déviation ; cette région BC est peu inclinée par rapport à la droite CD, de sorte que la position du point C est très difficile à fixer; d'ailleurs, la région BC n'existe avec une longueur appréciable que dans les courbes obtenues avec des champs élevés (au-dessus de 15 gauss); pour les courbes obtenues avec des champs plus faibles, le raccordement avec la droite paraît se faire très peu après le coude B ; aussi la valeur limite de l'épaisseur que j'indique plus loin correspond au point B, qui est mieux marqué que

(¹) Les ordonnées sont en unités différentes pour les trois courbes, de manière que les parties intéressantes aient à peu près le même développement dans la figure.

le point C, termine la région nettement troublée de la courbe et est d'ailleurs peu éloigné du point C pour la plupart des courbes. Cette allure des courbes persistait pour les champs les plus élevés que j'ai employés, c'est-à-dire 18 gauss.

La forme des courbes montre qu'il ne s'établit dans les dépôts de nickel de couche ayant une aimantation bien définie que lorsque leur épaisseur dépasse une certaine valeur, et que l'intensité d'aimantation de la plus grande partie des couches plus minces est supérieure à la valeur normale. J'ai trouvé, comme valeur moyenne de cette épaisseur limite $201^{\mu\mu},5$, c'est-à-dire une valeur notablement plus grande que pour le fer; elle paraît d'ailleurs déterminée avec moins de précision que pour ce dernier métal et est sans doute un peu faible, puisque, pour certaines courbes, le coude ne semble pas être tout à fait la fin de la partie troublée.

En résumé, dans ces expériences sont mises en évidence des propriétés magnétiques particulières des couches minces de fer et de nickel; évidemment les conditions réalisées sont bien différentes de celles qui définissent les couches de passage dans des expériences du genre de celles de M. Vincent (1) ou de M. Moreau (2); en particulier, les deux surfaces d'un dépôt n'ont pas les mêmes propriétés, parce qu'elles ne sont pas formées dans les mêmes conditions; les molécules, en se déposant, sont soumises non seulement à l'action du champ, mais aux actions moléculaires, magnétiques et autres, de la couche déjà existante, actions différentes suivant que cette couche est très mince ou a dépassé une certaine épaisseur; il est fort possible qu'on trouve des résultats différents en étudiant les lames minces de fer ou de nickel obtenues autrement; mais je crois que mes résultats, réunis à ceux obtenus par plusieurs physiciens dans des expériences de genres très différents, appuient justement l'idée que l'épaisseur trouvée pour les couches de passage dépend de la nature et de l'état des corps étudiés, et de la nature des propriétés physiques utilisées pour les mettre en évidence (3).

---

(1) G. Vincent, *Ann. de Chim. et de Phys.*, 7e série, t. XIX, p. 421-516; 1900.

(2) G. Moreau, *J. de Phys.*, 3e série, t. X, p. 478; 1901.

(3) Voir, pour plus de détails à ce sujet, un article récent de *la Revue générale des sciences*.

SUR LES VARIATIONS PERMANENTES DE RÉSISTANCE ÉLECTRIQUE DES FILS D'ALLIAGE PLATINE-ARGENT SOUMIS A DES VARIATIONS DE TEMPÉRATURE ;

Par H. CHEVALIER [1].

§ I. — Introduction et mesures.

Lorsqu'on échauffe un conducteur métallique de la température T_0 à la température T_1 et qu'on le refroidit ensuite de T_1 à T_0, la variation de température fait souvent subir à son état une *modification permanente* qui se traduit par une modification de ses propriétés physiques et, en particulier, de sa conductibilité électrique.

La résistance électrique du conducteur, mesurée à T_0, passe d'une valeur R_0 à une valeur R_1 et la modification permanente de sa résistance, sous l'influence de la variation de température ci-dessus indiquée est égale à $R_0 - R_1$.

Le but de notre travail est d'étudier les modifications permanentes de la résistance électrique d'une série de fils d'alliage platine-argent, sous l'influence de températures comprises entre la température ambiante T_0 et celle du rouge vif.

Voici la composition et les constantes électriques des fils étudiés :

Composition :

Platine	32 0/0
Argent	67 0/0
Traces de fer et de cuivre.	
Résistance spécifique, à 0°, en microhms-centimètre.	$\rho_0 = 28$
Coefficient moyen de température, vers 10°	$\alpha = 0{,}00024$

L'échauffement des fils à la température T_1 était obtenu par le passage à travers eux d'un courant électrique d'intensité I.

Une étude préliminaire de l'échauffement de ces conducteurs avait

[1] Résumé, par l'auteur d'une thèse de la Faculté de Bordeaux, 1901. Cette thèse est imprimée dans les *Mémoires de la Société des Sciences Physiques et Naturelles de Bordeaux*, 5e série, t. V, 2e cahier.

permis de déterminer la relation

$$T_1 = \varphi(I);$$

il en résulte qu'on pouvait déduire T_1 de la lecture de l'intensité I.

Au moyen d'un pont de Wheatstone (modèle du Bureau international des poids et mesures) on mesurait les valeurs R_0 et R_1 de la résistance du fil à la température ambiante T_0 avant et après l'échauffement à T_1.

La modification permanente $R_0 - R_1$ était, en général, très petite et à peine mesurable; aussi était-il très commode de l'amplifier en reproduisant plusieurs fois de suite, dans des conditions aussi identiques que possible, la même variation de température. On réalisait ainsi une série régulière d'*oscillations de température.*

La méthode des oscillations de température a été indiquée par M. Duhem; elle a été employée par M. Marchis (1), et M. Lenoble (2) en a appliqué le principe à l'étude des déformations permanentes des fils métalliques soumis à la traction.

§ II. — Résultats.

Les principaux résultats de notre travail sont les suivants:

1° *Lorsqu'on fait osciller un grand nombre de fois la température du fil entre* T_0 *et* T_1, *sa résistance* R *prend, à* T_0, *des valeurs successives* R_0, R'_0, R''_0 *de plus en plus petites et telles que la différence* $R_0 - R'_0$, $R'_0 - R''_0$ *diminue de plus en plus sans jamais s'annuler.*

La résistance se rapproche ainsi de plus en plus d'*une valeur limite* R_1 qui n'est jamais atteinte.

Pratiquement, on peut considérer cette limite comme sensiblement atteinte, après un certain nombre (300 à 400) d'oscillations de température.

Le tableau suivant montre quel est l'ordre de grandeur des chiffres obtenus avec un fil maintenu alternativement à $T_1 = 200°$ et à $T_0 = 10_0$ pendant trois minutes.

(1) Marchis, *les Modifications permanentes du verre et le déplacement du zéro des thermomètres.* Thèse, Bordeaux; 1898, *J. de Phys.*, 3e série, t. VII, p. 573.

(2) Lenoble, *Contribution à l'étude des déformations permanentes des fils métalliques.* Thèse, Bordeaux; 1900, *J. de Phys.*, 3e série, t. IX, p. 533.

Modification subie par le fil.	Résistance T_0 en ohms.	Diminution de la résistance.
	ω	
Point de départ.......	1,01277	ω
60 oscillations.........	1,01261	0,00016
60 —	1,01252	0,00009
60 —	1,01243	0,00009
60 —	1,01234	0,00009
60 —	1,01225	0,00009
60 —	1,01219	0,00006
60 —	1,01217	0,00002
60 —	1,01216	0,00001
60 —	1,01215	0,00001

Pour obtenir une nouvelle variation de R, il faudrait effectuer un très grand nombre d'oscillations; les variations extrêmement petites ainsi obtenues sont appelées *variations séculaires*.

2° La limite R_1 n'est pas unique et définitive, et il suffit de porter le fil pendant quelques instants à une température T_2 supérieure à T_1 pour que de nouvelles oscillations de température entre T_0 et T_1 amènent la résistance du fil à une nouvelle limite R_2 différente de R_1.

L'opération par laquelle on a porté le fil à T_2 supérieur à T_1 constitue une *perturbation*. L'effet de la perturbation a été de changer l'état du fil et de rendre efficaces de nouvelles oscillations entre T_0 et T_1.

La perturbation a donc eu pour effet de déplacer la limite.

Si on effectue un grand nombre de perturbations à T_2, chacune d'elles étant suivie d'une longue série d'oscillations entre T_0 et T_1, on obtient une série de limites de plus en plus rapprochées l'une de l'autre et qui tendent vers une nouvelle limite que l'on peut appeler *limite des limites*.

Cette limite des limites dépend de la température de perturbation T_2 et des températures d'oscillation T_0 et T_1.

Voici les chiffres relatifs à une série de mesures. Chaque perturbation à $T_2 = 290°$ durait cinq minutes. Les températures d'oscillation étaient $T_0 = 15°$ et $T_1 = 150°$.

Modification subie par le fil.	Résistance à T_0 après la perturbation.	Résistance à T_0 Limite.	Déplacement de la limite.
Point de départ.	ω 1,00719	—	—
150 oscillations T_0T_1.	—	ω 1,00707	—
Perturbation T_2.	1,00815	—	—
150 oscillations T_0T_1.	—	1,00809	ω 0,00102
Perturbation T_2.	1,00854	—	
150 oscillations T_0T_1.	—	1,00850	0,00041
Perturbation T_2.	1,00876	—	
150 oscillations T_0T_1.	—	1,00875	0,00025
Perturbation T_2.	1,00889	—	
150 oscillations T_1T_0.	—	1,00886	0,00011
Perturbation T_2.	1,00895	—	
150 oscillations T_0T^1.	—	1,00893	0,00007
Perturbation T_2.	1,00906	—	
150 oscillations T_0T_1.	—	1,00905	0,00012
Perturbation T_2	1,00907	—	
150 oscillations T_0T_1.	—	1,00906	0,00001
PerturbationT_2.	1,00909	—	
150 oscillations T_0T_1.	—	1,00907	0,00001

Ces résultats sont analogues à ceux qui ont été obtenus par M. Marchis et par M. Lenoble.

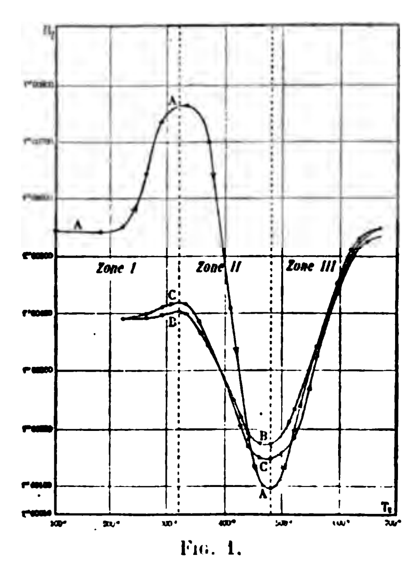


Fig. 1.

3° L'influence de la température de perturbation T_2 sur la valeur de la limite R*e* est considérable.

Si on cherche les valeurs de R*e* relatives à une série de températures de perturbation T_2, variant régulièrement depuis 180° jusqu'à 700°, on obtient des résultats qu'on peut traduire par l'une des trois courbes de la figure ci-dessous (*fig.* 1) dans laquelle les températures de perturbation sont portées en abscisse, et les valeurs de la limite des limites en ordonnée.

La courbe AA obtenue avec un *fil trempé* donne les valeurs R*e* correspondant aux diverses températures de perturbation T_2 *croissant* régulièrement depuis 180° jusqu'à 700° et aux températures d'oscillation $T_0 = 15°$ et $T_1 = 150°$.

La courbe BB est obtenue avec un *fil trempé* soumis à des températures T_2 *décroissant* régulièrement depuis 700° jusqu'à 180°.

Une telle série de perturbations à des températures de moins en moins élevées a eu pour effet de *recuire* progressivement le fil.

La courbe CC est obtenue par un *fil recuit* soumis à des températures T_2 *croissant* régulièrement depuis 100° jusqu'à 700°.

L'examen de ces trois courbes montre d'abord que la variation de R*e* est très grande et peut atteindre 0,6 0/0.

De plus, la variation de R*e* est beaucoup plus grande pour les fils trempés que pour les fils recuits.

En outre, ces courbes présentent toutes un maximum correspondant à $T_2 = 320°$ et un minimum correspondant à $T_2 = 480°$, ce qui partage le plan des T_2OR*e* en trois zones bien distinctes (zones I, II, III).

4° L'effet des perturbations alternativement croissantes et décroissantes n'est pas moins curieux.

Si, après avoir parcouru une partie de l'une quelconque des courbes précédentes, on essaie de revenir en arrière, les nouvelles limites des limites sont représentées par des *lignes de retour* qui ne se superposent pas aux *lignes d'aller*.

La ligne de retour est tantôt *au-dessus* et tantôt *au-dessous* de la ligne d'aller.

La courbe suivante (*fig.* 2) construite comme celles de la *fig.* 1 montre que dans la zone I les perturbations à des températures alternativement croissantes et décroissantes augmentent notablement la valeur de R*e*.

Dans la zone II, au contraire, la ligne de retour est au-dessous de la ligne d'aller.

L'examen de ces courbes révèle dans la zone I l'existence de deux

états particulièrement intéressants. Tous deux sont caractérisés par ce fait que les lignes de retour sont presque confondues avec les lignes d'aller et que ses lignes sont sensiblement parallèles à l'axe des T_2.

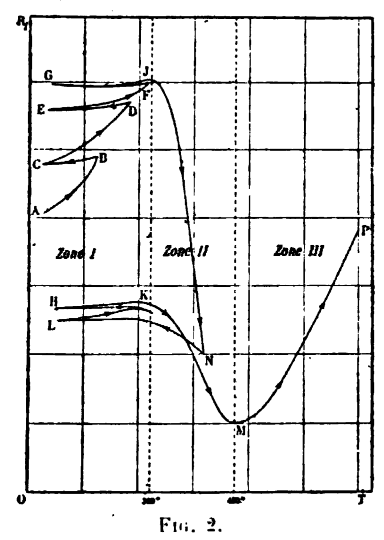


Fig. 2.

La première de ces lignes GJ est obtenue avec un fil trempé ; la seconde HK, avec un fil recuit.

Les limites des limites représentées par ces deux lignes sont sensiblement indépendantes des températures de perturbation à la condition que ces dernières ne dépassent pas $T_2 = 320°$, c'est-à-dire ne fassent pas passer le fil dans la zone II.

Ces deux états permanents semblent être parfaitement stables.

§ III. — Applications

L'existence des deux états permanents que nous venons de signaler et qui sont relatifs l'un aux fils trempés, l'autre aux fils recuits, présente un certain intérêt au point de vue des applications.

1° Dans la construction des voltmètres à dilatation (genres Cardew, Hartmann et Braun) le fil traversé par le courant électrique est en alliage platine-argent, et cet alliage a été choisi entre beaucoup d'autres à cause de son grand coefficient de dilatation.

Pour que les indications d'un tel appareil soient comparables

entre elles, il faut évidemment que l'échauffement du fil ne lui fasse subir aucune variation permanente de résistance.

Le fil amené à l'état permanent défini par la ligne GJ (*fig.* 2) satisfait à cette condition.

D'une part, il est trempé et présente une dureté telle que son allongement n'est pas à craindre sous l'influence du ressort qui le maintient tendu.

D'autre part, sa résistance à T_0 reste sensiblement constante si le passage du courant électrique ne le chauffe jamais à une température supérieure à 320°.

Les constructeurs de voltmètres à dilatation connaissent ces données et les utilisent empiriquement depuis longtemps déjà.

2° Dans la construction des étalons de résistance électrique, les modifications permanentes jouent un très grand rôle. Pour activer les modifications subies par le fil et amener rapidement le métal à un état permanent, les constructeurs soumettent les fils à un vieillissement artificiel qui consiste à les recuire et à les maintenir pendant vingt-quatre heures dans une étuve chauffée à 200°.

Il est, du reste, reconnu que ce procédé est insuffisant et que les boîtes de résistances continuent à subir, avec le temps, des variations permanentes de résistance.

Il nous semble qu'il est possible d'amener très rapidement le fil dans un état tel que les variations de température ne produisent plus sur lui des variations permanentes appréciables de sa résistance. Il suffit, pour cela, de l'amener à l'un des deux états définis par les lignes GJ et HK de la *fig.* 2. On doit prendre, de préférence, des fils recuits parce que, toutes choses égales d'ailleurs, les modifications permanentes des fils recuits sont toujours inférieures à celles des fils trempés.

Il sera très intéressant de mesurer de temps en temps la résistance de ces étalons et de voir comment ils se comportent après quelques mois et même quelques années.

Si leur état reste parfaitement stable, cela pourra confirmer l'opinion émise par plusieurs physiciens d'après laquelle les modifications permanentes des corps solides abandonnés à eux-mêmes proviennent en grande partie ou en totalité de la répétition quotidienne de cycles très peu différents dus aux variations diurnes des éléments météorologiques, principalement de la température.

A.-C. CREHORE et G.-O. SQUIER. — Sur un transmetteur pratique utilisant les ondes sinusoïdales pour les câbles télégraphiques et sur les mesures faites avec les courants alternatifs sur un câble transatlantique.

On se sert habituellement, en télégraphie sous-marine, comme source de courant, de batteries de piles. Il en résulte, dans la manœuvre des appareils transmetteurs, la production, au moyen de leviers quelconques, de fréquentes fermetures et ruptures de circuits. Lorsque les lignes sont trop longues, on est obligé de faire usage de forces électromotrices assez élevées, et les ruptures s'accompagnent d'étincelles qui peuvent devenir très gênantes. D'ailleurs, pour des transmissions rapides, tous les systèmes de levier, commandés automatiquement, sont peu pratiques et sujets à de continuels accidents.

MM. O.-C. Crehore et G.-O. Squier ont eu l'idée de substituer aux forces électromotrices de ces batteries une force électromotrice sinusoïdale, de fréquence très faible (3 à 6 par seconde). L'alternateur sert alors de moteur pour toutes les commandes du système transmetteur.

Les signaux sont obtenus à l'aide de bandes de papier percées de trous qui viennent établir le contact entre un cylindre de platine relié au câble et un système de trois balais en acier par lesquels se fait la connection soit avec le sol, soit avec l'une ou l'autre des deux périodes de la force électromotrice sinusoïdale. De cette façon tous les systèmes de leviers de commande synchrones, etc., se trouvent supprimés.

Une étude suivie, effectuée sur le câble de New-York à Canso, a permis aux auteurs de constater que leur système présente, de plus, les avantages suivants :

1° Il permet d'utiliser, sans aucun changement, les « syphons-records » tels qu'ils existent ;

2° Ils suppriment la nécessité d'établir de puissantes batteries à toutes les têtes de lignes ;

3° Avec une force électromotrice de pile interrompue au transmetteur on obtient au récepteur des ondes sensiblement sinusoïdales. Il y a donc une meilleure utilisation en employant des ondes sinusoïdales au transmetteur. Les auteurs ont d'ailleurs vérifié que le quotient de la pression à l'extrémité à la pression sur le câble est constant pour chaque fréquence et indépendant de cette pression ;

4° L'amplitude des oscillations au récepteur est, à égalité de voltage efficace, plus grande dans le cas d'une force électromotrice sinusoïdale que dans le cas d'une batterie. Sous une même amplitude, on aura donc une plus grande vitesse de transmission possible avec des forces électromotrices sinusoïdales.

CRÉMIEU.

L.-T. MORE. — Notes on Dielectric Strain (Note sur la tension diélectrique). — *Philosophical Magazine*, 6e série, t. II, p. 527; nov. 1901.

Dans cette note M. More s'efforce de répondre à quelques-unes des objections que j'avais formulées au sujet de son expérience sur la déformation du diélectrique d'un condensateur cylindrique (1). Comme cette expérience vient d'être répétée tout récemment par M. Ercolini (2) et qu'elle l'a conduit à des résultats en accord avec ceux obtenus précédemment par les professeurs Cantone, Righi, Quincke, etc..., et, par suite, contraires à ceux du Dr More, il me semble inutile d'insister (3).

P. SACERDOTE.

C. CRANZ et K.-R. KOCH. — Untersuchung uber die Vibration des Gewehrlaufes (Recherches sur les vibrations du fusil). — *Abbandl. der k. bayer. Akad. der Wissenschaften*, t. XIX, XX, XXI; 1900-1901.

Les auteurs étudient les vibrations du canon de fusil, en photographiant séparément les déplacements de l'extrémité de l'arme dans le plan vertical et dans le plan horizontal. Le canon du fusil est, ou

(1) *J. de Phys.*, 3e série, t. X, p. 196-200; 1901.

(2) Voir p. 10 de ce volume.

(3) Je tiens cependant à rectifier le passage de la note de M. More, dans lequel il s'élève contre la relation « dilatation cubique égale le triple de la dilatation linéaire », trouvée expérimentalement par Quincke, Cantone. Cette relation, dit-il, est en contradiction avec la théorie de Maxwell, tandis qu'elle s'accorde avec celle de M. Sacerdote.

Au contraire, tous les résultats que j'obtiens dans ma théorie thermodynamique de la déformation des diélectriques (et, en particulier, la relation visée) sont, comme je l'ai montré, en parfait accord avec ceux que l'on déduirait de la théorie des tensions de Maxwell.

L'erreur de M. More provient de ce qu'il confond dans son raisonnement : dilatation cubique de la *cavité* d'un thermomètre condensateur (seule en question) avec dilatation cubique du diélectrique (le verre), formant la *paroi* de cette cavité.

bien fixé par une de ses extrémités dans une armature de liège, ou maintenu sur un support spécial que les auteurs désignent sous le nom de tireur artificiel, disposé pour maintenir l'arme épaulée dans des conditions analogues à celles du tir ordinaire. Les expériences ont porté sur des armes de calibre variant de 6 à 11 millimètres, avec ou, le plus souvent, sans la baïonnette. Celle-ci introduit une dissymétrie dont les auteurs ont pu constater nettement les effets.

Voici les principaux résultats de ces expériences, illustrées par de nombreuses photographies.

1° Les vibrations du fusil sont en général elliptiques, c'est-à-dire que chaque point du canon du fusil décrit une petite ellipse, pendant chaque période ;

2° Le fusil se comporte, en général, comme une tige élastique fixée par un bout et qui reçoit un choc. Le déclenchement du chien et surtout l'explosion, provoquent une vibration fondamentale, à laquelle se superposent deux et parfois trois harmoniques supérieurs;

3° Les nœuds correspondants aux harmoniques se déplacent légèrement et périodiquement;

4° Les vibrations exigeant un certain temps pour s'accomplir, l'élongation du fusil au moment où le projectile quitte le canon de l'arme est d'autant plus petite que la vitesse du projectile est ellemême plus grande, d'où l'avantage des armes de petit calibre, pour lesquelles l'erreur du tir est minimum;

5° Ce qui importe surtout pour l'erreur de tir, c'est évidemment la vibration la plus rapide, c'est-à-dire celle qui correspond à l'harmonique le plus élevé; un nœud de cette vibration se trouve toujours assez voisin de la bouche de l'arme. Il semble que la diminution du calibre favorise la production des harmoniques supérieurs.

E. B.

C. DE SZILY. — **Essais à la traction sur cylindres creux soumis à des pressions intérieures** (Association internationale pour l'essai des matériaux. Congrès de Budapest. 1901).

Les essais ont été réalisés au laboratoire fédéral d'essais pour les matériaux de construction, à Zurich. Les cylindres creux, fermés par un bout, étaient en relation par l'autre extrémité avec une pompe d'Amsler qui pouvait y comprimer de l'huile jusqu'à 200 atmo-

sphères. Les cylindres ainsi disposés étaient soumis aux essais de traction, à l'aide de la machine de Werder.

Rappelons qu'un corps étiré subit d'abord des allongements proportionnels à la traction jusqu'à une première limite; puis des allongements non proportionnels, mais encore faibles, jusqu'à une seconde limite, pour laquelle le corps étiré s'allonge progressivement d'une quantité relativement considérable. C'est le *commencement des grands allongements*, hors de proportion avec les allongements antérieurs. A partir de cette seconde limite, il faut encore accroître très sensiblement la charge pour obtenir la rupture [1].

Il résulte des expériences de M. de Szily que la *limite de proportionnalité* est la même pour un cylindre creux soumis ou non à une pression intérieure, pourvu que l'on ajoute à l'effort tenseur la composante longitudinale de la pression intérieure. Cette limite est donc une constante caractéristique du matériel soumis à l'essai.

Le *commencement des grands allongements* se comporte d'une manière toute différente. En effet, il correspond au même effort tenseur extérieur ou apparent. Il en est à peu près de même pour l'effort de rupture et l'allongement correspondant. L'auteur conclut que *ce n'est pas la tension maximum vraie, mais la dilatation maximum qui est le principal facteur dans la destruction du matériel.*

E. B.

Knut ÅNGSTRÖM. — Einige Bemerkungen zur Absorption der Erdstrahlung durch die atmospherische Kohlensaure (Quelques remarques sur l'absorption du rayonnement terrestre par l'acide carbonique atmosphérique). — *Ofversigt af kongl. Vetenskaps-Akad. Forhandlingar*, p.381-389; 1901.

Discussion avec M. Arrhenius au sujet de la quotité de la radiation terrestre que peut absorber l'acide carbonique atmosphérique. M. Ångström pense qu'elle ne peut excéder 16 0/0. Il tire ses principaux arguments des recherches expérimentales sur la variation de l'absorption avec la densité dont on rend compte ci-dessous [2].

E. B.

---

[1] Voir notamment GUEST, *J. de Phys.*, 3e série, t. X, p. 68; 1901.
[2] Voir p. 174, de ce volume.

J. DEWAR. — Solid Hydrogen (Hydrogène solide). — *Proceed. of the Royal Inst. of Great Britain*, 16 avril 1900.

Un tel intérêt s'attache à tout ce que publie M. Dewar que nous croyons être agréables à nos lecteurs, en publiant un résumé de quelque étendue de cette brillante leçon, quoiqu'elle soit déjà un peu ancienne et malgré les redites qui en peuvent résulter (1).

1° *Expériences diverses.* — Deux coupes évasées à double enveloppe vide sont à moitié pleines l'une d'air, l'autre d'hydrogène liquide. La coupe d'air éclairée par un faisceau de lumière électrique se montre enveloppée de vapeurs qui se déversent continuellement par les bords de la coupe, car la vapeur saturée qui se dégage est trois fois plus dense que l'air à la température extérieure. Si la coupe à hydrogène est couverte par une plaque de verre, fermant imparfaitement, on observe que le gaz qui s'échappe monte. Bien que la vapeur saturée d'hydrogène ait une densité presque égale à celle de l'air, le réchauffement qu'elle éprouve contre la plaque de verre suffit en effet à la rendre beaucoup plus légère. Si on vient à enlever la plaque de verre, la coupe reçoit, des couches d'air avoisinantes, une neige d'air solide qui la remplit bientôt. Cet air ne tarde pas à fondre, puis à entrer en ébullition ; on constate aisément, à l'aide d'une allumette, le dégagement d'oxygène.

Deux éprouvettes communiquant entre elles, et dans lequelles on peut faire le vide, contiennent l'une de l'azote, l'autre de l'oxygène liquide. Quand on fait le vide, jusqu'à 5 millimètres par exemple, on voit l'azote se solidifier, tandis que l'oxygène demeure encore liquide. La neige d'air solide de l'expérience précédente est donc réellement une neige d'azote mêlée d'une pluie d'oxygène.

Cependant on peut solidifier l'oxygène dans l'hydrogène liquide ; il suffit pour cela de verser une quantité convenable d'hydrogène liquide au-dessus d'oxygène liquide. L'oxygène se transforme rapidement en une glace bleue limpide.

Un gaz quelconque à la pression atmosphérique peut être amené à l'état de solide transparent, à l'aide d'hydrogène liquide. Pour cela, on enferme le gaz à solidifier dans un tube fermé, comprenant un réservoir et une partie effilée que l'on plonge dans l'hydrogène liquide.

---

(1) Voir, en particulier, 3e série, t. X de ce recueil, p. 141 ; 1901.

L'hydrogène lui-même peut être liquéfié à l'aide de cet appareil, si on vient à chauffer le réservoir vers 300°; l'augmentation de pression du gaz suffit à produire sa liquéfaction dans la partie capillaire refroidie; bien entendu, dans les mêmes conditions, l'hélium résiste à la liquéfaction.

Pour solidifier l'azote à l'aide de l'hydrogène liquide, on peut reproduire, dans ce qu'elle a d'essentiel, la disposition du cryophore de Wollaston. L'expérience réussit avec tous les gaz qui ont une tension de vapeur sensible à l'état solide. Elle ne réussirait pas avec l'oxygène dont la tension de vapeur à l'état solide est presque insensible.

2° *Solidification de l'hydrogène.* — Quand on fait le vide au-dessus de l'hydrogène liquide, protégé par une double enveloppe vide entourée elle-même d'air liquide, on constate que la solidification se produit quand la pression descend au-dessous de 55 millimètres. On obtient ainsi un solide spongieux ressemblant à une écume gelée; mais on peut aussi obtenir l'hydrogène solide sous forme de glace incolore. A cet effet, on remplit un tube étroit calibré, à réservoir de 1 litre de capacité, d'hydrogène bien pur, et on plonge la partie étroite du tube au milieu d'une masse d'hydrogène liquide, dont on provoque la solidification, comme on l'a indiqué ci-dessus. En laissant la pression remonter un peu au-dessus de 55 millimètres, l'hydrogène neigeux extérieur fond peu à peu, et on voit dans le tube une glace transparente surmontée d'un peu de neige. La présence de celle-ci a empêché de déterminer la densité de l'hydrogène solide ; mais la plus grande densité à laquelle on ait pu amener l'hydrogène liquide avant sa solidification est de 0,086, la densité de l'hydrogène à son point d'ébullition étant de 0,07.

La température de solidification de l'hydrogène a été mesurée à l'aide de deux thermomètres à hydrogène contenant le gaz à la température de zéro sous des pressions respectives de 269,8 et de 127 millimètres. On a ainsi obtenu, en moyenne, 16° absolus, sous la pression de 35 millimètres. Sachant que la température d'ébullition de l'hydrogène sous la pression de 760 millimètres est de 21°, on peut représenter approximativement la tension de vapeur de l'hydrogène par la formule :

$$\log p = 6{,}7341 - \frac{83{,}28}{T};$$

qui donne pour la pression de 55 millimètres, c'est-à-dire pour la pression correspondant à la liquéfaction, 16°,7 (1).

Notons que la température de solidification de l'hydrogène est approximativement la moitié de sa température critique (30 à 32°). Cette relation subsiste pour l'azote.

3° *Application de l'hydrogène liquide.* — L'hydrogène solide, pas plus qu'aucun autre solide, n'est un bon agent de réfrigération; mais l'hydrogène liquide fournit aux expérimentateurs un moyen puissant de réfrigération et un très large champ d'études.

Pour montrer à un auditoire la diminution considérable de résistance d'un fil de cuivre passant de la température de l'air liquide à celle de l'hydrogène liquide, M. Dewar emploie un circuit comprenant une bobine de fil de cuivre fin et une lampe à incandescence. La force électromotrice est réglée de telle sorte que la lampe commence à peine à rougir quand on plonge la bobine dans l'air liquide; elle est portée à une vive incandescence quand on plonge la bobine dans l'hydrogène liquide. En passant de l'air liquide à l'hydrogène liquide la résistance du fil de cuivre diminue, en effet, dans le rapport de 5 à 1. Mais le fait le plus intéressant, qui n'est pas révélé par cette expérience, c'est que la résistance du cuivre qui paraissait, d'après les expériences faites à des températures moins basses, devoir s'annuler à — 223°, a encore une valeur sensible à — 253°.

L'hydrogène liquide peut aussi être employé pour produire des vides très avancés. Un tube de Geissler est muni d'une ampoule qu'on plonge dans l'hydrogène liquide. La rapidité avec laquelle le vide se produit est manifestée par le changement de la lumière émise : la lumière stratifiée ordinaire des tubes de Geissler disparaît et fait place aux phénomènes de phosphorescence des tubes de Crookes.

Un système de tubes en U traversés par un courant de gaz d'éclairage est plongé dans une série de réfrigérants dont le premier contient de l'acide carbonique solide, le second de l'air liquide, le troisième de l'hydrogène liquide. Après chaque réfrigérant est ménagé un petit trou, livrant passage à du gaz non condensé que l'on allume. Ces flammes sont de moins en moins lumineuses, et, à l'orifice terminal, on n'a qu'une flamme presque invisible d'hydrogène pur.

---

(1) Depuis lors, par l'emploi d'un thermomètre à hélium, M. Dewar a fixé à 20°,5 absolus la température d'ébullition de l'hydrogène, et à 15° celle de sa solidification (Voir p. 117 de ce volume).

4° *Densités et dilatations.* — M. Dewar termine son exposé en indiquant les densités attribuées par divers auteurs à l'hydrogène sous divers états :

Densités de l'hydrogène.

Kopp........	dans les corps organiques........................	0,18
Amagat.....	limite de compression à l'état gazeux..............	0,12
Wroblewski..	par l'application de la formule de Van der Waals ; densité critique................................	0,12
Graham.....	dans l'alliage de palladium.......................	2,0
Dewar.......	— —	0,63
Dewar.......	hydrogène liquide au point d'ébullition	0,07

Les densités données par Kopp et par Amagat sont de l'ordre du double de la densité de l'hydrogène liquide. En ce qui concerne l'alliage de palladium, il paraît convenable d'imaginer qu'en absorbant l'hydrogène le palladium éprouve une condensation suffisante pour accroître sa propre densité d'un cinquième, ce qui ramène la densité attribuée à l'hydrogène solide de l'alliage à une valeur acceptable.

Les dilatations de l'oxygène, de l'azote et de l'hydrogène peuvent être déduites des expériences de M. Dewar. Les volumes atomiques à l'état liquide correspondent aux formules provisoires suivantes :

Hydrogène.....	23,3	$- 8{,}64 \log(32° - T)$
Azote..........	30,0	$- 11{,}00 \log(127° - T)$
Oxygène.......	32,6	$- 10{,}22 \log(155° - T)$

d'où l'on tire :

	Volume atomique	
	au zéro absolu.	observé au point de fusion.
Hydrogène....	10,3	11,7
Azote.........	12,8	13,1
Oxygène......	10,2	12,6

E. B.

DRUDE'S ANNALEN ;

T. V et VI, 1901.

Selim LEMSTRÖM. — Ueber das Verhalten der Flüssigkeiten in Capillarröhren unter Einfluss eines elektrischen Luftstromes (Phénomènes présentés par les liquides dans les tubes capillaires quand ils sont soumis à l'influence d'un courant d'air électrique). — T. V, p. 729-756.

On appelle courant d'air électrique un courant électrique qui traverse une couche plus ou moins épaisse d'air. Prenons une machine à influence dont un pôle est relié par une pointe placée au-dessus d'un tube capillaire et dont l'autre pôle est à la terre; le tube capillaire est plongé dans un vase dont l'eau est aussi mise en communication avec la terre. Sous l'influence du courant d'air électrique, le liquide s'élève le long des parois du tube et forme à son extrémité supérieure de petites gouttes.

Ce phénomène, étudié par l'auteur, dès 1898, l'a conduit aux résultats suivants :

1° Un courant électrique, produit, par une machine à influence, entre un tube capillaire plongeant dans de l'eau en communication avec la terre et une pointe placée dans l'air au-dessus du tube, donne lieu à une élévation de l'eau telle que des gouttes apparaissent çà et là dans le tube capillaire;

2° Le courant électrique doit aller de l'eau à la pointe au travers du tube capillaire; c'est pourquoi le pôle positif de la machine est à la terre, et le pôle négatif en relation avec la pointe;

3° Le phénomène de la formation de gouttes dans le tube capillaire peut encore être observé quand la pointe se trouve à une distance de 75 centimètres de la surface de l'eau; mais le phénomène de l'ascension de l'eau, sans formation de gouttes, s'observe pour des distances beaucoup plus grandes;

4° L'intensité du courant électrique peut être déterminée en comptant le nombre des étincelles qui se produisent entre les boules d'un micromètre à étincelles en relation avec une bouteille de Leyde ayant une capacité connue. Cet appareil de mesure est intercalé dans le circuit entre l'eau et la terre;

5° La quantité d'eau qui s'élève ainsi est proportionnelle à l'intensité du courant; mais celle-ci est inversement proportionnelle au

carré de la distance qui sépare de la pointe le ménisque dans le tube capillaire. La quantité d'eau soulevée dépend, en outre, du diamètre du tube, de sa longueur et] de la résistance du circuit que traverse le reste du courant ;

6° La quantité d'eau soulevée est proportionnelle au temps pendant lequel agit le courant.

Mais cette loi n'est vraie que dans certaines limites (trois minutes dans les recherches de l'auteur), parce que, à partir de ce moment, la quantité d'eau entraînée vers le bas par l'action de la pesanteur est égale à la quantité d'eau soulevée ;

7° Les dissolutions salines paraissent se conduire de la même manière que l'eau quand elles sont étendues (1 gramme par litre) ; mais, toutes choses égales d'ailleurs, la quantité d'eau soulevée est plus petite dans ce dernier cas que dans le premier.

L'auteur croit pouvoir expliquer par ces expériences certains phénomènes relatifs à la montée de la sève dans les canaux capillaires des plantes sous l'influence des actions électriques.

L. Marchis.

W. KAUFMANN. — Ueber eine Analogie zwischen dem elektrischen Verhalten Nernjt'scher Gluhkorper und densenigen leitender Gase (Sur l'analogie qui existe, au point de vue électrique, entre le corps incandescent de Nernst et les gaz conducteurs). — T. V, p. 757-771.

L'auteur étudie le corps incandescent de Nernst (c'est-à-dire la substance employée dans la lampe de Nernst).

1° Au point de vue de la différence de niveau potentiel qui existe aux extrémités d'un crayon fait du corps en question et de l'intensité du courant qui le traverse, lorsque ce crayon est porté à diverses températures ;

2° Au point de vue des décharges rapides que l'on peut produire au travers de ce corps.

Il trouve une analogie entre les phénomènes qui se produisent avec le corps incandescent de Nernst et les gaz conducteurs.

L. Marchis.

G. TAMMANN. — Ueber Tripelpunkte (Sur les triples points). — T. VI, p. 65-73.

L'auteur considère trois exemples principaux de dispositions des courbes d'équilibre autour du triple point dans le plan des (T, p). Il

transforme ces courbes pour obtenir la représentation dans le plan (v, S) (volume-entropie).

Dans ce dernier plan, les trois phases existantes au triple point (T_0, p_0) (plan des T, p) sont représentées par les trois sommets d'un triangle. Suivant le mode de disposition des courbes autour du triple point dans le plan (T, p), le triangle correspondant dans le plan (v, S) affecte une forme particulière.

L. Marchis.

R. HOLLMANN et G. TAMMANN. — Zwei Zustandsdiagramme (Deux diagrammes d'équilibre). — T. VI, p. 74-83.

Les auteurs étudient les courbes de fusion et de transformation de l'iodure de méthylène et de l'acide acétique qui sont, dans le champ d'équilibre, l'un tétramorphe et l'autre dimorphe.

Les résultats obtenus ne peuvent être compris qu'en suivant les courbes dessinées par les auteurs.

L. Marchis.

KNUT ANGSTROM. — Ueber die Abhängigkeit der Absorption der Gase, besonders der Kohlensaure, von der Dichte (Relation entre l'absorption des gaz, principalement de l'acide carbonique et de la densité). — T. VI, p. 163-173.

Les rayons calorifiques partant soit d'une lampe d'Argand, soit d'un gros brûleur de Bunsen, soit d'une spirale de platine noircie portée à une température de 300° C., traversent un tube renfermant un gaz ou de l'acide carbonique que l'on peut maintenir sous diverses pressions. A l'autre extrémité du tube, ces rayons sont reçus sur un bolomètre. M. Ångström a trouvé que, dans tous les cas, l'absorption de l'acide carbonique dépend nettement de la densité de ce gaz.

De quelle nature est cette variation de l'absorption? Consiste-t-elle en une augmentation de l'intensité des bandes d'absorption, ou résulte-t-elle d'un élargissement de ces bandes? Les expériences faites permettent de répondre à cette question. Si l'intensité de l'absorption était seule à augmenter, sans élargissement des bandes, il en résulterait qu'en augmentant la couche de gaz traversée les variations de l'absorption avec la densité iraient peu à peu en diminuant. Or il n'en est rien. En employant une colonne de gaz de

4 mètres de longueur (épaisseur traversée par les rayons), on perçoit encore des variations du pouvoir absorbant, quand on fait varier la densité du gaz. En faisant croître la densité, on fait donc naître une absorption qui n'existait pas auparavant. Ces expériences montrent donc nettement qu'en faisant varier la pression de l'acide carbonique dans le rapport de 1 à 5, on augmente d'une manière notable l'absorption et que cet accroissement est dû plus particulièrement à un élargissement des bandes d'absorption.

Le mémoire se termine par un historique soigné de la question.

L. MARCHIS.

E. WARBURG. — Ueber die Polarisationscapacität des Platins (Sur la capacité de polarisation du platine). — T. VI, p. 124-135.

Mémoire théorique. L'action des courants alternatifs sur les électrodes polarisables présente deux cas extrêmes. Dans le premier cas (Kohlrausch), la capacité de polarisation est constante, indépendante de la fréquence, et, de plus, la polarisation et le courant sont en concordance de phase. Dans le cas extrême opposé (que Mme Neumann a trouvé réalisé pour le mercure au contact de SO^4H^2, dilué, saturé de SO^4Hg), la capacité de polarisation varie en raison inverse de la racine carrée de la fréquence, et la différence de phase, entre la polarisation et le courant, atteint $\frac{\pi}{4}$.

E. Warburg fait la théorie du cas général, intermédiaire entre ces deux extrêmes, en s'appuyant seulement sur les lois de la diffusion de l'hydrogène, s'effectuant à la fois dans l'électrolyte et dans le platine, avec deux coefficients de diffusion constants. La thermodynamique permet de calculer la densité théorique superficielle de l'hydrogène, pour chaque concentration réelle du gaz dans l'électrolyte.

L'auteur applique les résultats de sa théorie aux expériences de Schonherr et aussi à expliquer le cas spécial de la grande capacité de polarisation du noir de platine.

H. BÉNARD.

TRAVAUX NÉERLANDAIS;

(*Suite*).

Dr H. KAMERLINGH ONNES et FRANCIS HYNDMAN. — Isothermals of diatomic gases and their binary mixtures. I. Piezometers of variable volume for low temperatures (Isothermes des gaz diatomiques et de leurs mélanges binaires. I. Piézomètres à volume variable pour les basses températures). — *Communications from the Physical Laboratory of Leiden*, n° 69.

Ne pouvant, pour des raisons pratiques, étudier les gaz monoatomiques HeA et la vapeur de mercure, les auteurs se rabattent sur les gaz diatomiques HO et Az, et les mélanges.

Or l'étude de la compressibilité de tels gaz par la méthode à volume constant et à masse variable de Regnault exige des volumes énormes de gaz pur, ce qui est pénible et coûteux. Pour ces raisons, les auteurs emploient la méthode à masse constante et à volume variable, dans laquelle une quantité toujours la même d'un gaz très pur, qui a été une fois pour toutes mesurée dans les conditions normales, est employée à une série de déterminations. Le principe de cette méthode est le même que celui de la méthode décrite dans la *Communication* n° 50 (¹); mais présentement le dispositif de la méthode est adapté à des mesures faites au-dessous du point de congélation du mercure. La discussion de toutes les causes d'erreurs montre que la précision de $\frac{1}{1000}$ est atteinte quand on emploie des réservoirs de piézomètre d'une capacité supérieure à 5 centimètres cubes.

J.-C. SCHALKWIJK. — Precise isothermals. — I. Measurements and calculations on the corrections of the mercury meniscus with standard gasmanometers. — II. Accuracy of the measurement of pressure by means of the open manometer Kamerlingh Onnes. — III. A water-jacket of constant ordinary temperature. — IV. The calibration of piezometertubes (Isotherme précise : I. Correction du ménisque mercuriel dans les mesures faites avec les manomètres à gaz étalons. — II. Précision des mesures de pression faites avec le manomètre à air libre de Kamerlingh Onnes. — III. Chemise à circulation d'eau à la température ordinaire. — IV. Calibrage des tubes piézométriques). — *Communications from the Physical Laboratory of Leiden*, nos 67 à 70.

I. — Il s'agit de l'étude de la méthode décrite dans la *Communication* n° 50; comme le volume normal du gaz peut être déterminé

(¹) Voir *J. de Phys.*, 3e série, t. X, p. 161; 1901.

à $\frac{1}{10.000}$, il faut aussi que le volume du gaz comprimé puisse être obtenu avec la même précision. Or cela n'est possible que si le volume du ménisque mercuriel qui limite le gaz est connu au moins à 3 0/0 près, alors qu'on commet des erreurs de 20 0/0 sur ce volume, quand on assimile le ménisque à une calotte sphérique.

L'auteur a fait des déterminations directes du volume de quelques ménisques au moyen de pesées, et il a cherché à déterminer théoriquement une relation donnant le rapport f du volume du ménisque à la section du tube en fonction du rayon R de ce tube, du rapport S de la flèche au rayon, de la tension superficielle et de la densité absolue du mercure s.

Il trouve pour les tubes étroits :

$$(1) \qquad f = \frac{1}{2}\delta R + \frac{1}{6}\delta^3 R + \frac{1}{96}\frac{s}{H}\delta R^3 (1 + \delta^2)^3,$$

et pour les tubes tels que δ est petit :

$$(2) \qquad f = \delta R \left\{ 1 - \frac{\Sigma \frac{1}{(n!)^2 (n+1)} \left(\frac{s}{4H} R^2\right)^{n-1}}{\Sigma \frac{1}{(n!)^2} \left(\frac{s}{4H} R^2\right)^{n-1}} \right\}.$$

Ces deux formules représentent très bien les expériences de l'auteur.

II. — Afin de juger de la précision du manomètre à air libre [1], il fut coupé en deux et avec chacun des manomètres partiels, on fit à quatre reprises différentes une série de mesures de pressions voisines de 2.100 centimètres de mercure Toutes corrections faites, les résultats fournis par les deux appareils accusaient une différence moyenne d'environ $0^{cm},24$, soit environ le $\frac{1}{9000}$ de la quantité à mesurer.

III. — La chemise à circulation d'eau est un perfectionnement du dispositif employé par Van Eldik dans ses recherches [2]; la régulation de la température est assurée par un thermostat à *xylène*. Avec des précautions convenables, l'auteur a pu maintenir la température constante à $0^{\circ},01$ près, plusieurs heures de suite.

---

(1) Voir *J. de Phys.*, 3e série, t. IX, p. 126; 1900.
(2) Voir *J. de Phys.*, 3e série, t. VII, p. 159; 1898.

IV. — La méthode de calibrage employée a été décrite dans la *Communication* n° 30 et elle a été appliquée ici à température constante, au moyen du dispositif dont il est question dans le § III; le volume total des piézomètres paraît obtenu à $\frac{1}{350.000}$ et le calibrage des tiges à $\frac{1}{17.000}$ près.

E. MATHIAS.

COMPTES RENDUS DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES;

T. CXXX: 1900.

J. BORGMAN. — Luminescence des gaz raréfiés autour d'un fil métallique communiquant à l'un des pôles d'une bobine de Ruhmkorff. — P. 1179; et t. CXXXI, p. 1196.

M. Borgman décrit les apparences qu'il a observées sur les fils métalliques parcourus par la décharge d'une bobine de Ruhmkorff et tendus dans l'axe de tubes de verre de différents diamètres, dans lesquels on fait varier la pression du gaz. Il indique les modifications que subissent ces apparences sous l'action d'un aimant.

J. BOUSSINESQ. — Réduction de certains problèmes d'échauffement ou de refroidissement par rayonnement au cas plus simple de l'échauffement ou du refroidissement des mêmes corps par contact; échauffement d'un mur d'épaisseur indéfinie. — P. 1579 et 1652. — Problème du refroidissement d'un mur par rayonnement, ramené au cas plus simple où le refroidissement aurait lieu par contact. — P. 1731. — Échauffement permanent mais inégal, par rayonnement, d'un mur d'épaisseur indéfinie, ramené au cas d'un échauffement analogue par contact. — T. CXXXI, p. 9.

Ces problèmes sont traités par l'auteur, et quatre exemples sont fournis dont deux se rapportent à des états variables avec le temps et deux à des états permanents. Cette question est une des plus intéressantes de la théorie analytique de la chaleur; elle s'applique en effet au refroidissement séculaire de la croûte terrestre, et elle concerne les températures invariables que tendent à prendre les divers points de cette croûte sous l'influence de températures exté-

rieures bien déterminées, quoique inégales, existant au-dessus des différents éléments de la surface.

EUG. DEMARÇAY. — Sur le Samarium. — P. 1185.

Le samarium a été obtenu pur par M. Demarçay, en passant par l'intermédiaire des azotates doubles magnésiens. Les sels de samarium, en solution azotique très acide à 20 0/0 d'oxyde, ont fourni, sous l'épaisseur de 13 millimètres environ, le spectre de bandes que voici :

λ du milieu.	Observations.
0μ,559	faible, étroite.
529	très faible, étroite.
498	assez faible, presque étroite.
476	forte, large, diffuse.
463	très forte, assez large.
453	très faible, étroite.
443	assez notable, très large et diffuse.
417	très forte, assez large.
407	faible, assez étroite, rejoignant la suivante.
402	très forte, assez large.
390	faible, très large et diffuse.
375	forte, assez large.
362	forte, large.

A. DEBIERNE. — Sur un nouvel élément radioactif, l'actinium. — P. 906.

La substance radioactive, extraite de la pechblende par M. Debierne (1), a pu être séparée du titane ; mais elle contient en majeure partie du thorium, ainsi que le démontre l'examen spectroscopique. Si on la traite par un sel de baryum ou de bismuth, et si on élimine ces derniers réactifs par l'action de l'ammoniaque ou de l'hydrogène sulfuré, la matière éliminée ne possède pas la propriété radioactive. La radioactivité n'est donc pas due au radium ou au polonium ; elle serait due à la présence d'un nouvel élément que M. Debierne appelle l'actinium. Les rayons émis par l'actinium produisent les mêmes phénomènes (fluorescence du platinocyanure de baryum, impression photographique, ionisation des gaz) que ceux émis par le radium ;

(1) *J. de Phys.*, 3e série, t. X, p. 146 ; 1901 ; — et *C. R.*, 16 octobre 1899.

ils provoquent aussi, mais très faiblement, la radioactivité induite permanente des corps situés dans le voisinage. Sous l'influence d'un champ magnétique, une partie de ces rayons étant déviée dans le même sens que les rayons du radium ou les rayons cathodiques, on peut conclure qu'ils correspondent à une charge négative. Afin de compléter ses recherches, M. Debierne se propose de rechercher la substance étrangère qui rendrait radioactifs les sels de thorium.

C. TISSOT. — Sur l'emploi de nouveaux radio-conducteurs pour la télégraphie sans fil. — P. 902. — Communications par la télégraphie sans fil à l'aide de radioconducteurs à électrodes polarisées. — P. 1386.

La limaille d'un corps magnétique (aciers de différentes variétés, nickel, cobalt) est utilisée dans le radioconducteur que l'on soumet à l'action d'un champ magnétique parallèle à l'axe du tube. Le champ magnétique est obtenu soit avec des électrodes d'acier légèrement aimanté à l'avance, soit à l'aide d'une bobine agissant sur des électrodes en fer, soit à l'aide d'un aimant en fer à cheval. Des précautions particulières sont prises pour éviter l'*oxydation* des limailles et des électrodes. Le radioconducteur ainsi préparé est parfaitement réglable ; il possède la propriété importante de présenter une tension critique de cohérence variable à volonté par simple variation du champ magnétique [1]. On peut, en effet, sans gêner la facilité de communication des signaux, régler un même tube pour des forces électromotrices variant successivement entre $0^{volt},3$ et 4 volts. Les expériences effectuées entre le phare du Portzic et un cuirassé distant de 61 kilomètres ont parfaitement réussi, avec des antennes ayant 30 mètres de hauteur.

A. BLONDEL et G. DOBKÉVITCH. — Sur la sensibilité maxima des cohérences employées pratiquement dans la télégraphie sans fil. — P. 1123.

M. Blondel, qui a décrit antérieurement des modèles de cohéreur [2], obtient les mêmes résultats que M. Tissot [2] sans employer

(1) M. Blondel appelle tension critique de cohérence du tube la plus petite force électromotrice qui, appliquée continuellement, empêche le tube de se décohérer nettement par le choc.

(2) BLONDEL, *Sur les cohéreurs* (Note présentée au Congrès de l'Association française pour l'avancement des sciences tenu à Nantes en 1898).

le secours d'un champ magnétique. Il augmente la hauteur de la limaille contenue dans l'intervalle des électrodes, ce qui change la pression entre limailles et entre limailles et électrodes.

Les conditions que doit remplir un cohéreur sont les suivantes :

1° Pour qu'un tube puisse enregistrer convenablement des signaux, il faut que la force électromotrice de la pile sur laquelle il travaille soit nettement inférieure à la valeur de sa tension critique de cohérence ([1]). La sensibilité du tube exige que la force électromotrice produite par les ondes dépasse cette valeur ;

2° Le courant établi au moment de la cohérence doit rester au-dessous d'un maximum (1 milliampère en général), et cela afin que le cohéreur ne se détériore pas. L'action des ondes doit, de plus, produire la plus grande variation relative de résistance.

A. BLONDEL. — Sur la syntonie dans la télégraphie sans fil. — P. 1383.

Au lieu d'accorder ensemble les fréquences des oscillations électriques propres au transmetteur et au récepteur, il est plus facile d'obtenir la synchronisation de deux fréquences artificielles beaucoup plus basses, tout à fait arbitraires et indépendantes des antennes, à savoir la fréquence des charges de l'antenne et celle des vibrations d'un téléphone sélectif, semblable, par exemple, au monotéléphone de M. Mercadier. Chaque groupe d'ondes de haute fréquence agit comme une simple percussion sur le téléphone à vibration lente, à cause de l'amortissement énorme auquel les vibrations sont soumises. On place en série avec le téléphone un tube à vide (type Geissler) et une batterie de piles insuffisante pour rompre seule la résistance du tube à vide, mais suffisante pour produire un courant à chaque passage d'un courant oscillatoire dans le tube.

Le téléphone rend un son à chaque émission de signal de la station génératrice, et la nature de ce son dépend du nombre de charges par seconde de l'antenne génératrice.

En montant le tube à vide en série sur une antenne et en réunissant ses bornes à un circuit comprenant le téléphone et la pile convenablement shuntée par un condensateur dont la capacité satisfait

([1]) Voir l'article qui précède.

à la relation

$$\left(\frac{2\pi}{T}\right)^2 LC = 1$$

$\left(\frac{1}{T}\right.$ étant la fréquence des charges de l'antenne d'émission$\left.\right)$, on satisfait aux conditions de résonance avec le poste d'émission.

On peut ainsi utiliser le téléphone pour sélectionner les signaux envoyés par ce poste.

R. SWYNGEDAUW. — **Sur l'étude expérimentale de l'excitateur de Hertz.** — *C. R.*, t. CXXX, p. 708.

En déterminant, aux différents instants de la durée de la décharge, l'abaissement du potentiel explosif provoqué par l'étincelle hertzienne I sur un autre excitateur E chargé à un potentiel toujours le même, on peut être renseigné sur la nature du mouvement ondulatoire émis par l'excitateur hertzien. Les différents instants sont repérés à l'aide de la propagation du potentiel le long d'un fil, phénomène étudié par M. Blondlot. On observe ainsi des maxima et des minima nettement accentués, qui ne sont pas équidistants. Toutefois la discussion complète et précise exige l'étude préalable de plusieurs faits, en particulier la comparaison de la vitesse de l'onde électrique à la vitesse des radiations électro-actives de l'excitateur de Hertz.

MAURICE HAMY. — **Sur la détermination de points de repère dans le spectre.** — P. 489-700.

L'auteur a le soin de ne pas employer, comme repères, les radiations complexes, et il s'assure de la simplicité d'une radiation au moyen de l'appareil déjà décrit(1). Une raie complexe fournit, avec cet appareil, plusieurs systèmes de franges. Une raie multiple fournit des franges qui présentent des variations périodiques (phénomènes de Fizeau), quand on fait croître graduellement la différence de marche. Comparée à une raie simple, comme la raie rouge du cadmium, par exemple, la longueur d'onde obtenue avec une radiation simple est indépendante de la différence de marche utilisée.

---

(1) *C. R.*, t. CXXVIII; 1899.

Parmi les radiations fournies par la lampe au cadmium, trois sont d'une extrême simplicité; ce sont la raie rouge du cadmium R_1, $\lambda = 644$ μμ, qui permet des interférences très visibles pour une différence de marche de 28 centimètres, la raie verte V_3, $\lambda = 515$ μμ, qui donne des interférences pour une différence de marche inférieure à 24 centimètres, la raie indigo $\lambda = 466$ μμ, qui fournit des interférences pour une différence de marche inférieure à 22 centimètres. Les longueurs d'onde de ces radiations sont comparées à la raie R_1, $\lambda = 644$ μμ, et la précision du rapport est supérieure au $\frac{1}{10.000.000}$. Le même appareil permet l'étude des radiations multiples, pourvu qu'on en isole séparément les différentes composantes.

Joseph VALLOT, Jean et Louis LECARME. — Expériences de télégraphie sans fil en ballon libre. — P. 1305.

Le poste transmetteur était disposé à l'usine à gaz du Landy; l'antenne avait 40 mètres de long. Le poste récepteur était dans le ballon, et le pôle du radioconducteur était mis en communication avec un fil de cuivre isolé, de 50 mètres de long, terminé par une masse métallique et suspendu verticalement au-dessous de la nacelle. Il semble résulter de cette expérience :

1° Que le fil de terre n'est pas indispensable au récepteur pour une transmission à grande distance;

2° Que, le ballon s'étant élevé d'abord verticalement à une grande hauteur, les signaux ont été nettement perçus, quoique les plans normaux aux extrémités des antennes fussent parallèles et à une grande distance l'un de l'autre. Il y aurait donc émission des ondes dans toutes les directions;

3° La différence de potentiel entre les deux postes ne paraît pas influer sensiblement sur les conditions de la transmission.

Édouard BRANLY. — Accroissements de résistance des radioconducteurs. — P. 1068.

L'auteur revient sur les études faites par lui, publiées en 1891, et relatives à l'augmentation de résistance des radioconducteurs sous

l'influence des ondes électriques. Cette augmentation dépend, comme la diminution, d'un état physique des couches isolantes interposées. Dans le dispositif expérimental, on évite les extra-courants à force électromotrice variable, en substituant dans le circuit du radio-conducteur une résistance convenable. Avec des tubes à limaille d'or, la résistance du radio-conducteur diminue lorsqu'on augmente la force électromotrice qui *presse* sur le radioconducteur. La résistance du tube à vis renfermant du peroxyde de plomb augmente la force électromotrice agissante. Il est ainsi bien démontré que le fait de l'accroissement de résistance n'est pas dû à des ruptures, mais correspond à une propriété spécifique des substances employées.

FIRMIN LARROQUE. — Sur le mécanisme de l'audition des sons. — P. 119.

Voici les principaux résultats obtenus par l'auteur : 1° Pour un même son simple, que les phases des ondes soient ou ne soient pas concordantes, le centre de la perception simultanée par les deux oreilles, accuse deux impressions transmises qui se juxtaposent. Il n'y a interférence dans aucun cas ; 2° dans le cas de deux sons simples ou complexes (fondamental et harmonique), le centre de la perception accuse deux impressions, simples ou complexes, transmises et juxtaposées comme, dans les conditions normales de l'audition. Il n'y a ni battements, ni sons résultants, et la faculté d'apprécier les intervalles des sons paraît être la même que dans les conditions normales de l'audition.

H. PELLAT. — Contribution à l'étude des stratifications. — P. 323.

Les stratifications qui se produisent dans les tubes de Geissler ne sauraient être dues aux interférences d'ondes électriques directes et réfléchies. Un tube de Geissler ne présentant qu'une direction de décharge, ainsi qu'on le vérifie par l'existence d'un seul filet lumineux déplacé par l'action d'un champ magnétique, possède des stratifications.

Un tube de Geissler peut présenter des stratifications lorsque la décharge a lieu dans les deux sens. Sous l'action d'un champ magnétique, il se forme deux filets lumineux contre les parois du tube ; ces filets lumineux, observés dans un miroir tournant, paraissent

plus écartés ou plus rapprochés, suivant le sens de la rotation, ce qui indique qu'ils ne sont pas simultanés. Des stratifications très nettes se voient dans toutes les parties de chacun de ces faisceaux ainsi séparés.

L'abbé MAZE. — Sur le halo solaire du 11 janvier 1900. — P. 203.

L'abbé Proton, curé-doyen de Mazière-en-Gatine (Deux-Sèvres), a observé le halo qui a été vu dans l'ouest de la France et même en Angleterre dans le Sussex et le Surrey. En plus des cercles de 22° et 45° de rayon surmontés d'un arc tangent, cet observateur a constaté deux arcs adossés, dont l'un paraît être un arc circumzénithal et l'autre un fragment d'un troisième halo placé à 58° du soleil. C'est peut-être le premier exemple d'une telle apparence. Le même observateur a constaté l'existence de deux parhélies, situées, comme d'ordinaire, à l'intersection du halo de 22° et du cercle parhélique. Il y a d'intéressant et d'extraordinaire, dans cette observation, le fait que de chacun de ces parhélies partait une bande verticale formant avec le fragment adjacent du cercle parhélique comme un T couché. Bravais cite une observation de ce genre, où les parhélies seules, ainsi que les bandes verticales, étaient visibles, tandis que les cercles de 22° et de 46° n'existaient pas.

PAULSEN. — Sur le spectre des aurores polaires. — P. 655.

De fin décembre 1899 au 25 janvier 1900, M. Paulsen a obtenu les photographies de vingt-deux lignes spectrales dont seize sont nouvelles.

Lignes fortes :

337μμ 358 391,5 240

Lignes faibles :

353μμ 371 376 381 393 397 402 406 412 417 422 432 436 443 449 456 463 470

Les lignes semblent appartenir à des spectres différents de l'aurore. Les quatre fortes lignes sont obtenues en observant une lumière aurale faible ; elles apparaissent même en observant la lueur diffuse du ciel, qui est propre aux nuits arctiques. Les lignes faibles s'obtiennent en pointant les parties lumineuses de l'aurore.

A. DESCHAMPS. — Microscope solaire simplifié et perfectionné. — P. 9175; Télescope. — P. 1176.

L'auteur décrit les avantages de ces deux instruments, qui permettent l'observation des insectes vivants.

A. LAFAY. — Sur deux applications de la chambre close de Govi. — P. 1122.

Un cube de verre, coupé en deux par un plan passant par deux côtés opposés, représente une chambre claire de Govi qui permet de donner une direction commune à deux faisceaux lumineux qui se croisent sous un certain angle. On atténue les défauts optiques de cette section en recouvrant l'une des surfaces avec une couche métallique (argent, or, platine) demi-transparente. Un tel appareil peut être employé avec succès dans la lunette autocollimatrice de M. Devé [1] et permet de réaliser des dispositifs réfractométriques permettant des expériences d'une extrême délicatesse.

GEORGES MESLIN. — Sur une méthode pour la mise au point d'une lunette photographique. — P. 495.

La méthode indiquée par M. Lippmann [2] pour la mise au point d'un collimateur peut être étendue à la mise au point d'une lunette ou d'une plaque photographique. Il suffit de viser, dans le plan dont on veut obtenir l'image, soit une fente fine vivement éclairée, soit le filament d'une lame à incandescence, puis d'interposer, sur l'objectif de la lunette, un écran formé par une lame opaque dont les côtés sont à peu près parallèles à la ligne de visée. Si le verre dépoli n'est pas au point conjugué du plan observé, l'image de la fente est dédoublée en deux autres, séparées par une bande noire dont la largeur dépend des dimensions de l'écran interposé, de l'objectif et du défaut de mise au point.

---

(1) *C. R.*, t. CXXVI, p. 636.
(2) *J. de Phys.*, 3e série, t. VIII, p. 594; 1899.

DELÉZENIER. — Sur un phénomène particulier à l'emploi des courants triphasés en radiographie. — P. 169.

Le dispositif employé par l'auteur comporte une self-induction et un interrupteur électrolytique. Avec du courant triphasé, les ampoules radiographiques ont toujours fonctionné dans le sens convenable, de quelque manière que les fils de la bobine induite aient été réunis aux pôles de l'ampoule.

T. CXXXI; 1900.

J. COLLET. — **Sur la correction topographique des observateurs** pendulaires. — P. 654, 742.

Pour connaître la distribution de la pesanteur à la surface du globe, il faut corriger chaque résultat d'observations particulières de l'action résultant des irrégularités du sol environnant. Cette correction serait facile si le relief du sol avait une forme géométrique; il n'en est pas ainsi. On opère par approximation, en utilisant une carte topographique, et on considère les troncs de cône compris entre deux plans horizontaux; on additionne les corrections relatives à chacun d'eux. L'auteur fait le calcul complet des réductions se rapportant aux stations de la Bérarde et du Lautaret. Celle relative au Lautaret est le tiers de celle de la Bérarde, et les résultats comportent des erreurs inférieures à 0,00001, ce qui est la limite de précision qu'on puisse espérer aujourd'hui dans les observations pendulaires.

MARCEL BRILLOUIN. — Constante de la gravitation universelle. — Sur une cause de dissymétrie dans l'emploi de la balance de Cavendish. — P. 1293.

M. Eötwös a montré (1) qu'un levier horizontal rectiligne (balance de Cavendish), mobile autour d'un axe vertical passant par son centre, portant à ses extrémités et au même niveau des masses égales subit de la part du champ de la pesanteur un couple qui le ramène vers la direction de la ligne de courbure du plus grand rayon. Cette

(1) *Annalen der Physik und Chemie*, 1896.

direction dépend de la forme des corps disposés autour de la balance; aussi des masses attirantes, placées successivement dans des positions symétriques par rapport à l'orientation d'équilibre peuvent-elles provoquer des déviations qui ne sont pas symétriques. De plus, comme le coefficient de torsion du fil dépend de la température et comme les actions mesurées, par exemple, dans la cave d'un établissement irrégulier, sont cent ou mille fois plus grandes qu'en rase campagne, toute cause de dissymétrie peut devenir appréciable dans le premier cas, sans avoir de l'influence dans le second cas.

A. BERGET. — **Démonstration de la rotation de la terre par l'expérience de Foucault réalisée avec un pendule de 1 mètre. — P. 106.**

La rotation de la terre par rapport au plan invariable d'oscillation d'un pendule peut être mise en évidence en observant avec un microscope fixe l'extrémité d'un pendule de 1 mètre, lorsque celui-ci passe par sa position de plus grande élongation.

A. BERGET. — **Nouveau dispositif d'appareils servant à la mesure des bases géodésiques. — P. 407.**

Afin d'éviter la flexion des règles employées en géodésie, afin d'assurer leur horizontalité au moment de leur utilisation, afin d'égaliser leur température, afin d'obtenir la coïncidence des axes de deux règles consécutives, l'auteur propose de les faire flotter sur des bains de mercure, et il décrit un dispositif qui permet l'emploi d'une petite quantité de ce liquide.

A. LAFAY. — **Sur les déformations de contact des corps élastiques. — P. 525.**

Afin de connaître la précision que comporte la comparaison des *étalons à bouts*, il est important de déterminer l'ordre de grandeur des déformations dues aux pressions inévitables que l'on exerce sur les extrémités arrondies de ces étalons, lorsqu'on veut les utiliser. Les expériences dans lesquelles M. Lafay emploie un dispositif analogue à celui de Fizeau se rapportent à des bouts sphériques, de rayons variant entre 5 millimètres et 250 millimètres, soumis à des

pressions comprises entre quelques grammes et $3^{kg},700$. L'étude mathématique des déformations de contact a été faite par H. Hertz[1]. Les résultats théoriques sont conformes à l'expérience tant que le rapport $\frac{\alpha}{R}$ du rapprochement α des sphères en contact sous l'action de la force p, au rayon R de la sphère, est supérieur à $\frac{1}{10.000}$ environ. En dessous de ce nombre, il est probable que l'influence d'une cause inconnue, dont ne tiennent pas compte les calculs de Hertz, devient sensible et explique les écarts observés.

L.-C. de COPPET. — Sur la température du maximum de densité des solutions aqueuses du chlorure d'ammonium et des bromure et iodure de lithium. — P. 178.

Les températures sont celles fournies par le thermomètre à hydrogène, et les résultats sont consignés dans le tableau suivant :

Nature et poids moléculaire du corps dissous.	m molécules-gr. du corps dissous dans 1000 gr. d'eau.	t_m Température du maximum de densité.	Nombre de valeurs particulières trouvées pour t_m.	$\pm\sqrt{\frac{\Sigma\Delta^2}{n(n-1)}}$ Erreur probable de t_m.	D Abaissement de la temp. du maximum au-dessous de 3°,982.	$\frac{m}{D}$ Abaissement moléculaire de la temp. du maximum.
Chlorure d'ammonium $M = 53,5$	0,1899	2°,640	24	0°,014	1°,342	7,07
	0,5407	0 ,055	22	0 ,010	3 ,927	7,26
Bromure de lithium $M = 87,0$	0,2941	1 ,921	12	0 ,034	2 ,061	7,01
	0,4383	0 ,881	20	0 ,026	3 ,101	7,08
Iodure de lithium $M = 126,9$	0,1795	2 ,516	20	0 ,017	1 ,466	8,17
	0,4666	0 ,039	23	0 ,015	3 ,343	8,45

Paul CHROUSTCHOFF. — Recherches cryoscopiques. — P. 883.

Différents résultats contradictoires obtenus par divers expérimentateurs (Raoult, Ponsot) ont provoqué les nouvelles recherches de M. Chroustchoff qui, en collaboration avec M. Pitnikoff, a employé le thermomètre électrique de Callendar et Griffiths convenablement modifié.

(1) *Journal für die reine und angewandte mathematik*, t. XCII, p. 156.

Les conclusions de l'auteur sont les suivantes :

1° Il existe des dissolutions dont le coefficient d'abaissement ne varie pas avec la dilution (celui de NaCl dans les limites de concentration étudiées); quant à celui de KBr, il diminue légèrement avec la dilution;

2° Pour d'autres dissolutions, ce coefficient augmente beaucoup dans certains cas (K^2SO^4) ou d'une manière peu sensible dans d'autres cas (sucre de canne).

Ces résultats sont conformes, par leurs caractères généraux, à ceux de M. Ponsot.

LÉMERAY. — Sur une relation entre la dilatation et la température de fusion des métaux simples. — P. 1291.

La dilatation linéaire moyenne d'un métal multipliée par la température absolue de son point de fusion fournirait, d'après l'auteur, un nombre constant. Cette loi, déduite de quelques idées théoriques susceptibles de contribuer à l'étude de l'état solide, est vérifiée par l'expérience, avec une approximation moindre, toutefois, que la loi approchée de Dulong et Petit.

DANIEL BERTHELOT. — Sur les points d'ébullition du zinc et du cadmium. — P. 380.

La méthode interférentielle, déjà exposée par l'auteur [1], a fourni pour le point d'ébullition de différents échantillons de zinc :

Maison Lyon-Allemand.......................... 924°, 913°, 914°, 922°
Zinc commercial extra-pur de la Vieille-Montagne.. 927°

La moyenne de ces cinq déterminations est 920° à la pression de 760 millimètres de mercure.

Trois déterminations effectuées avec du cadmium pur ont fourni la moyenne de 778° à la pression normale.

GEORGES CLAUDE. — Sur l'extraction de l'oxygène de l'air par dissolution à basse température. — P. 447. — Sur la liquéfaction de l'air par détente avec production de travail extérieur. — P. 500.

La solubilité de l'oxygène dans certains dissolvants augmente lorsqu'on abaisse la température. Mais il en est de même de la

(1) C. R., 16 avril 1895 ; 31 janvier et 7 février 1898; — et J. de Phys., 3e série, t. VIII, p. 573; 1899.

solubilité de l'azote, ce qui explique l'insuccès des recherches de l'auteur sur l'extraction de l'oxygène de l'air par dissolution à basse température. La liquéfaction de l'air par détente *avec travail extérieur récupérable* (1), pourrait conduire à l'extraction de l'oxygène de l'air ; la difficulté qui a arrêté Siemens (1860), Solvay (1885), Hampson, etc., et qui consiste dans le graissage des organes mobiles, peut être tournée, parce que l'air liquide mouille les métaux et peut être utilisé pour la lubréfaction de la machine. Les expériences entreprises par l'auteur lui font espérer la liquéfaction économique de l'air.

F. CAUBET. — Sur la liquéfaction des mélanges gazeux. — Chlorure de méthyle et anhydride sulfureux. — P. 168. — Les isothermes d'un mélange. — P. 1200.

La dernière note contient les conclusions tirées de l'expérience et qui sont conformes aux prévisions théoriques de M. Duhem.

1° Toute isotherme inférieure à l'isotherme critique coupe la courbe de saturation en deux points (point de rosée et point d'ébullition); en chacun de ces points, l'isotherme présente un *point anguleux ;*

2° L'isotherme critique coupe la courbe de saturation au point de rosée où *il existe un point anguleux* et au point critique où le *point anguleux n'existe plus ;*

3° Toute isotherme de condensation rétrograde coupe la courbe de saturation en deux points de rosée, le premier correspondant à l'apparition de la goutte liquide, le second correspondant à sa disparition.

ALBERT COLSON. — Contribution à l'étude des gaz raréfiés. — P. 1202.

Il résulte des observations de l'auteur faites sur des tubes contenant les uns de l'oxyde rouge, les autres de l'oxyde jaune de mercure, les uns remplis d'hydrogène, les autres vidés au $\frac{1}{200.000}$ que, *en dehors de toute excitation électrique ou lumineuse*, le verre émet

---

(1) Linde obtient la liquéfaction de l'air à l'aide de la détente *sans production de travail extérieur*.

des gaz plus réducteurs que l'hydrogène, gaz qui se renouvellent à mesure de leur absorption, comme s'ils possédaient une tension fixe. Cette influence tient-elle uniquement à la composition chimique du verre, ou bien l'hydrogène de l'air atmosphérique (Armand Gautier) est-il capable de traverser le verre? Ce sont des questions que M. Colson se propose d'examiner.

JOUGNET. — Le théorème du tourbillon en thermodynamique. — P. 1190.

Le théorème fondamental de la théorie des tourbillons peut être démontré pour les fluides sans viscosité, si l'on admet : 1° que les actions extérieures admettent un potentiel; 2° que l'entropie de chaque élément est uniquement fonction de sa température. C'est ce qu'on obtient pour un fluide dont l'état est fixé par les variables ρ et T et par un nombre fini de paramètres λ, si l'on fait sur son potentiel thermodynamique les hypothèses de M. Duhem[1].

J. BOUSSINESQ. — Problème de l'échauffement permanent d'une sphère par rayonnement, ramené au problème plus simple de l'échauffement de la même sphère par contact. — P. 81.

L'auteur développe le problème du rayonnement d'une sphère homogène de température uniforme et constante vers des espaces ayant une température invariable.

J. MEUNIER. — Sur les mélanges explosifs formés par l'air et par les vapeurs des hydrocarbures des principales séries organiques. — P. 611.

L'explosion d'un mélange d'hydrocarbures et d'air n'a lieu que si les proportions de vapeur d'hydrocarbures sont comprises entre deux limites, l'une supérieure, l'autre inférieure. Dans cet intervalle, il existe une proportion de combustion sans excès ni de l'un ni de l'autre des gaz destinés à entrer en réaction. C'est cette proportion que l'auteur détermine pour les principaux hydrocarbures de la série saturée.

---

(1) *Sur le potentiel thermodynamique et la pression hydrostatique* (*Annales de l'École normale supérieure*, 3e série, t. X).

H. Le CHATELIER. — Sur la propagation des ondes condensées dans les gaz chauds. — P. 30.

La propagation des ondes obtenues par la combustion des mélanges explosifs peut être enregistrée photographiquement; dans le cas des ondes très condensées, il y a en effet une augmentation d'éclat due à l'échauffement résultant de la compression adiabatique, tandis que, dans le cas des condensations plus faibles, il existe une différence dans l'éclat, provenant d'un changement de vitesse des mouvements de translation dans la masse gazeuse. Les photographies obtenues permettent d'affirmer que l'épaisseur des ondes condensées ne dépasse pas 1 centimètre; la discontinuité n'est toutefois pas absolue, bien que la zone d'état variable soit assez mince pour échapper aux procédés d'investigation employés par l'auteur. On peut obtenir des ondes condensées soit *rétrogrades*, au moment du développement spontané de l'onde explosive, soit *réfléchies* contre l'extrémité fermée ou une région étranglée d'un tube, soit *prolongées* par la rencontre de deux ondes explosives cheminant dans le même sens.

Paul VIEILLE. — Rôle des discontinuités dans la propagation des phénomènes explosifs. — P. 413.

Les phénomènes de détonation sont bien connus; mais leur mécanisme intime reste encore obscur ; pour rendre compte des grandes vitesses de propagation observées (cinq à six fois la vitesse normale de propagation du son), on doit admettre le rôle d'une discontinuité entretenue à l'état de régime par la réaction chimique qui l'accompagne. Deux systèmes d'interprétation ont été proposés : l'un par M. Berthelot, l'autre par M. Duhem. Celui-ci admet que, dans un milieu en état d'équilibre chimique, l'élasticité du milieu est surélevée lorsque la réaction est exothermique, tandis qu'au contraire l'élasticité est réduite si la réaction est endothermique ; la vitesse de propagation, qui est proportionnelle à la racine carrée de cette élasticité, peut donc, même dans l'hypothèse de la continuité du milieu, être différente de la vitesse normale du son.

G. BELLOC. — Sur la thermoélectricité des aciers. — P. 336.

L'auteur a déterminé les valeurs de $\frac{dE}{dt}$ en fonction de la température pour des couples aciers-platine. Trois échantillons d'acier ont été employés :

	Pour 100 de carbone.
A. Fer doux.......	traces
B. Acier doux.....	0,30
C. Acier dur......	1,25

Voici les résultats :

Température.	Valeurs de $\frac{dE}{dt}$ en microvolts.		
	A	B	C
100°........	20	18	16,5
470.........	9,9 (min.)	9,8 (min.)	10,0 (min.)
650.........	13,6	14	14,4 (max.)
770.........	18	18,4 (max).	7,6
800.........	18,8	17,6	7,0 (min.)
860.........	19,2 (max.)	11,0	9,0
900.........	15,0	9,6 (min.)	11,0
940.........	11,2 (min.)	10,6	12,4
1100.........	15,0	15,8	17,0

H.-J.-S. SAND. — Sur la concentration aux électrodes dans une solution, avec rapport spécial à la libération d'hydrogène par l'électrolyse, d'un mélange de sulfate de cuivre et d'acide sulfurique. — P. 992.

On peut, dans le cas d'un seul sel pour lequel les valeurs de transport de Hittorf sont constantes et pour lequel la diffusion obéit à la loi de Fick, calculer la concentration aux électrodes. La concentration c (nombre d'équivalents par unité de volume) est exprimée au bout du temps t en fonction de la concentration initiale c_0, de la distance x des électrodes, de la densité de courant i, du coefficient de diffusion k, des nombres de transport de l'anion et du cathion n_a et n_c et de la constante f de Faraday (96.540 coulombs pour gramme-équivalent) par la relation :

$$C \doteq C_0 - \frac{2in_a}{\sqrt{\pi}\,.\,f}\sqrt{\frac{t}{k}} = C_0 - \frac{2i(1-n_c)}{\sqrt{\pi}\,.\,f}\sqrt{\frac{t}{k}}$$

Cette formule pourrait être étendue au cas d'un mélange de sels. L'auteur a vérifié qu'en agitant fortement le liquide on peut gêner l'évolution de l'hydrogène pendant l'électrolyse.

RENÉ PAILLOT. — Sur la force électromotrice d'aimantation. — P. 1194.

M. Paillot, a comme M. Hurmuzescu [1], déterminé la force électromotrice d'une pile fer-eau acidulée-fer aimanté. Voici les résultats obtenus : le champ H est exprimé en gauss et la force électromotrice E en volts :

H	E	H	E
804 gauss.	0 volt,0022	20.210 gauss.	0 volt,0298
1.698	0 ,0040	23.492	0 ,0320
3.106	0 ,0074	24.500	0 ,0324
5.000	0 ,0110	26.505	0 ,0330
8.712	0 ,0171	27.018	0 ,0328
10.504	0 ,0192	28.886	0 ,0330
12.193	0 ,0210	29.510	0 ,0332
17.043	0 ,0272	30.187	0 ,0330

La force électromotrice d'aimantation tend toujours vers une limite déterminée, et cette limite dépend de l'échantillon de fer et de l'acide employés.

A. CORNU. — Action du champ magnétique terrestre sur la marche d'un chronomètre aimanté. — P. 859.

L'observation de la marche d'un chronomètre aimanté a conduit M. Cornu aux conclusions suivantes :

Les chronomètres de précision sont influencés par les variations du champ magnétique où ils sont placés dans une mesure qui dépend du degré d'aimantation du balancier et du spiral; aussi, dans l'étude de la marche des chronomètres, serait-il nécessaire de faire les comparaisons dans quatre azimuts rectangulaires, afin de calculer la formule de correction. On peut éliminer l'action du couple magnétique terrestre; il importe pour cela de régler à 440° l'amplitude totale des oscillations du balancier, suivant la règle découverte par Philips, et d'envelopper chaque chronomètre dans une épaisse boîte de fonte ou de fer (comme le galvanomètre cuirassé de lord Kelvin).

---

(1) *J. de Phys.*, 3e série, t. V, p. 119; 1896; — et *Archives de Genève*, t. V, p. 27; 1898.

CAMICHEL et SWYNGEDAUW. — Sur les circuits formés uniquement par des électrolytes. — P. 375.

Le passage des courants à travers les électrolytes peut ne provoquer aucune décomposition, s'il n'existe pas d'électrodes métalliques. La vérification expérimentale a été obtenue en provoquant le courant par les phénomènes d'induction ou bien en utilisant la force électromotrice de contact entre solutions métalliques.

A. PÉROT. — Sur l'accouplement des alternateurs au point de vue des harmoniques et effet des moteurs synchrones sur ceux-ci. — P. 377.

L'auteur étudie, au point de vue des harmoniques, l'accouplement des alternateurs et l'effet des moteurs synchrones.

GEORGES CLAUDE. — Sur l'élimination des harmoniques des courants alternatifs industriels par l'emploi des condensateurs et sur l'intérêt de cette élimination au point de vue de la sécurité pour la vie humaine. — P. 613.

L'auteur fait l'exposé des tentatives qu'il a effectuées dans le but d'abaisser la tension des harmoniques aux bornes des alternateurs et de rapprocher de la sinusoïde théorique les courbes pratiques de ces machines. On peut arriver à ce résultat en branchant aux bornes de l'alternateur un ensemble comportant une self-induction L', une résistance R' et une capacité C'. Si le circuit *résone* pour l'harmonique n, le courant débité par la machine est sensiblement exempt de cette harmonique. Des dispositifs de cette nature convenablement réglés pourraient, grâce aux travaux de M. Lombardi, permettre, en neutralisant par des self-inductions convenables, la capacité du corps humain, de réduire le nombre des accidents mortels dus aux courants alternatifs. L'efficacité de ce système serait augmentée si on parvenait, en suivant la voie indiquée par M. Pérot dans la note précédente, à la suppression des harmoniques fournies par les alternateurs.

POPOFF et DUCRETET. — Application directe d'un récepteur téléphonique à la télégraphie sans fil. — P. 1296.

Un téléphone, dans le circuit d'un radioconducteur et d'une pile, peut recevoir les signaux hertziens émis à grande distance. L'appareil

transportable, réalisé par M. Ducretet, contient un radio-conducteur démontable, hermétique, pouvant recevoir, entre ses électrodes, soit des grains de charbon dur, soit des grains métalliques, soit des tiges légères reposant librement sur des supports électrodes en charbon.

TH. MOUREAUX. — Sur un moyen d'atténuer l'influence des courants industriels sur le champ terrestre, dans les observations magnétiques. — P. 337.

On emploie des barreaux d'acier à sections carrées ou rectangulaires, fortement aimantés, en ajoutant une pièce de cuivre au système mobile; enfin, on fait usage d'un amortisseur. Dans de telles conditions, les expériences effectuées au fort de Vincennes, à Nogent et au parc Saint-Maur, ont prouvé que les perturbations dues à l'influence des courants dérivés des lignes de tramways électriques étaient réduites au $\frac{1}{10}$; les modifications apportées au système oscillant ne nuisaient pas à l'exactitude des indications fournies par ces instruments enregistreurs du champ terrestre.

MARC DECHEVRENS. — Le campylographe, machine à tracer des courbes. — T. CXXX, p. 1616; — Vision stéréoscopique des courbes tracées par les appareils phasés. — T. CXXXI, p. 408.

Le campylographe permet l'inscription des courbes résultant de la combinaison des trois mouvements, deux rectilignes oscillatoires et un circulaire uniforme; il permet, en particulier, le tracé plus simple des courbes de Lissajous.

Si l'on trace successivement deux figures, la seconde correspondant à un retard de phase par rapport à la première, on peut observer les deux courbes stéréoscopiquement. L'apparence stéréoscopique est celle d'un fil de fer continu dont les spires passent les unes en avant des autres en donnant la sensation exacte du relief.

CH. RIVIÈRE. — Indice de réfraction et dispersion du brome. — P. 671.

Les mesures ont été effectuées par la méthode du prisme; les radiations fournies par un spectre continu ont été repérées à l'aide

de cannelures de Fizeau et Foucault, obtenues avec un quartz parallèle.

Nos d'ordre des franges.	Longueur d'onde.	Valeurs des indices aux différentes températures.			
—	—	10°	15°	20°	25°
22	790μμ,9	1,6368	1,6327	1,6280	1,6226
23	758 ,6	1,6394	1,6352	1,6305	1,6250
24 (Raie A)	729 ,0	1,6422	1,6379	1,6330	1,6276
25	701 ,7	1,6453	1,6408	1,6358	1,6304
26	676 ,5	1,6486	1,6439	1,6389	1,6335
Raie du lithium	670 ,8	1,6495	1,6447	1,6397	1,6343
27	653 ,2	1,6520	1,6742	1,6422	1,6365
28	631 ,5	1,6557	»	»	1,6401
29	621 ,4	1,6598	»	»	1,6438
30	592 ,5	»	»	»	1,6475
Raie D	539 ,0	»	»	1,6543	1,6483

Le pouvoir dispersif du brome entre les raies A et D à 20° a pour valeur 0,037; c'est un nombre considérable. Celui du sulfure de carbone entre les mêmes limites est égal à 0,030.

Eug. DEMARÇAY. — Sur quelques nouveaux spectres de terres rares. — P. 387 ; Sur les spectres du samarium et du gadolinium. — P. 995.

Dans le spectre de diverses terbines, M. Demarçay a obtenu les raies suivantes :

λ	Force.	λ	Force.
3704,3	10	3561,7	12
3703,2	11	3540,2	11
3676,7	12	3523,4	10
3568,4	10	3508,5	12

Dans le spectre de produits terbifères, voisins de l'holmium, il a obtenu :

λ	Force.	λ	Force.
4212,6	11	3945,0	10
4195,5	6	3595,0	6
4187,3	9	3550,0	5
3978,6	6	3531,3	11

Le samarium et le gadolinium ont été observés par M. Exner (1). Les quelques différences qui existent entre les nombres de M. Exner et ceux de M. Demarçay proviennent des difficultés qu'on rencontre pour obtenir des produits purs.

(1) *Sitzungsberichte der K. acad. d. Wiss. in Wien.* Bd. CIX, März, 1900.

EUG. DEMARÇAY. — Sur le spectre du radium. — P. 258.

Du chlorure de radium pur, préparé par M. et Mme Curie, a été observé par l'auteur, ce qui a permis de compléter les indications déjà fournies à ce sujet(1). Deux bandes nébuleuses, signalées comme faibles, apparaissent avec une grande netteté. La première commence vers 4621,9. La deuxième, dégradée vers l'ultra-violet, a son début assez net vers 4463,7, son maximum vers 4455,2, et la fin de son maximum vers 4453,4. Avec cet échantillon, les raies observées antérieurement se manifestent très nettement.

B.-W. STANKEWITCH. — Mesures actinométriques à Pamir. — P. 879.

Les observations effectuées à l'aide du pyrhéliomètre électrique à compensation de K. Angström(2) ont fourni, à midi, pour l'intensité de la radiation solaire par centimètre carré et par minute :

		Température.
Au passage de Taldik	1cal.,89	6°,5
Au passage de Kisil-Art.........	2 ,02	— 1 ,2
Au passage d'Ak-Baital	2 ,01	2 ,9

S.-P. LANGLEY. — Sur les derniers résultats obtenus dans l'étude de la partie infra-rouge du spectre solaire. — P. 734.

L'auteur présente à l'Académie le volume contenant les résultats relatifs à l'infra-rouge, pour les radiations comprises entre $1^{\mu},8$ et $5^{\mu},3$. Le spectre tellurique infra-rouge présente annuellement des variations qui sont en relation avec les saisons. C'est une remarque qui intéresse les astronomes physiciens et les météorologistes.

N. DESLANDRES. — Premiers résultats des recherches faites sur la reconnaissance de la couronne en dehors des éclipses, avec l'aide des rayons calorifiques. — P. 658.

Dans les observations effectuées au Japon dans l'éclipse totale du soleil de 1896, M. Deslandres a constaté un rayonnement infra-

(1) *C. R.*, t. CXXIX, p. 716 ; — et *J. de Phys.*, 3e série, t. X, p. 233 ; 1901.
(2) *Ann. der Physik*, t. LXVII, p. 633 ; 1899.

rouge notable aux environs de la longueur d'onde $1^{\mu},3$, et il en a conclu la possibilité d'étudier la couronne solaire, en temps ordinaire, par l'observation des rayons calorifiques seuls. Les recherches entreprises depuis cette époque à l'observatoire de Meudon ont confirmé cette manière de voir. A toutes les heures de la journée, la somme des déviations fournies par la pile thermoélectrique est plus grande lorsqu'on observe suivant l'équateur solaire que lorsqu'on observe suivant la ligne des pôles. Voici, à titre de document, les déviations totales mesurées sur les quatre directions principales :

	Pôle.		Equateur.	
	Nord.	Sud.	Est.	Ouest.
26 septembre 1900......	21.0	22.7	26.4	24.0
27 —	23.0	21.5	25.5	27.0
3 octobre 1900.........	22.8	21.2	27.8	27.9
5 —	22.2	21.7	28.6	28.8
6 —	23.8	22.3	27.8	28.1

GEORGES MESLIN. — Sur les images spectrales de la chromosphère et des protubérances, obtenues à l'aide de la chambre prismatique. — P. 328.

Il résulte de l'observation des clichés obtenus à Elche, à l'aide de la chambre prismatique, pendant l'éclipse totale du 28 mai 1900, que l'hydrogène et le calcium n'entrent pas de la même façon dans les différentes protubérances, soit au point de vue des masses, soit au point de vue de la température. Ce défaut d'homogénéité a quelque importance, si l'on considère les théories émises sur la constitution du soleil.

R. DONGIER.

MARS 1902.

TABLE DES MATIÈRES.

MARS 1902.

(*Voir* la suite à la page 3.)

Tours. — Imprimerie DESLIS FRÈRES.

Le Gérant: J. DESLIS

JOURNAL
DE PHYSIQUE
THÉORIQUE ET APPLIQUÉE,

FONDÉ

PAR J.-CH. D'ALMEIDA

ET PUBLIÉ PAR

MM. E. BOUTY, A. CORNU, G. LIPPMANN,
E. MASCART, A. POTIER,

ET

M. B. BRUNHES, adjoint à la rédaction,

AVEC LA COLLABORATION

D'UN GRAND NOMBRE DE PROFESSEURS ET DE PHYSICIENS.

QUATRIÈME SÉRIE.

TOME I. — AVRIL 1902.

PARIS,
AU BUREAU DU JOURNAL DE PHYSIQUE,
11, RUE RATAUD (5e).

Par application de la loi du 7 avril 1879, tous les bureaux de poste de France, d'Algérie, de Belgique, de Danemarck, de Hollande, d'Italie, de Norvège, de Portugal, de Suède et de Suisse sont autorisés à recevoir les abonnements. Nos lecteurs n'ont qu'à verser la somme de 17 francs pour la France ou 18 francs pour les pays ci-dessus désignés, au nom de M. Sandoz, *Secrétaire du Journal*, rue Rataud, n° 11, à Paris, 5e. Ils n'ont ni lettre ni mandat à envoyer, ni aucuns frais supplémentaires.

Toutes les réclamations doivent être adressées à M. Sandoz, rue Rataud, 11, à Paris, 5e

Le *Journal de Physique théorique et appliquée* paraît chaque mois et forme par an un volume grand in-8° de 40 à 50 feuilles, avec figures dans le texte. La première série 1872-1881 se vend 200 francs (rare). Les vingt derniers volumes, 1882-1901, se vendent séparément.... 15 fr.

Les abonnements sont annuels et partent de janvier.

Prix pour un an (12 numéros):

France.. 17 fr.
Etrangér.. 18 fr.

On s'abonne dans tous les bureaux de poste, au nom de M. Sandoz, rue Rataud, 11. Paris, 5°.

Tout ce qui concerne la rédaction doit être adressé à M. Bouty, rue du Val-de-Grâce, 9. Paris, 5°.

Tout ce qui concerne l'administration doit être adressé à M. Sandoz, rue Rataud, 11. Paris, 5°.

La table générale des trois séries (1872-1901) est en préparation et formera un volume d'environ 350 pages dont le prix est fixé à 10 francs.

AVIS

Désireuse de publier le plus promptement possible des Analyses des Travaux étrangers, la Rédaction prie MM. les Auteurs de vouloir bien lui envoyer désormais deux exemplaires de leurs nouveaux Mémoires.

SUR LES FOCALES DANS LES MILIEUX ISOTROPES;

Par M. H. BOUASSE.

1. — En 1844, Sturm énonçait le théorème suivant :

Tous les rayons qui constituent un faisceau réfracté infiniment délié et proviennent d'un point lumineux, rencontrent deux lignes (que nous appellerons focales de Sturm), situées dans deux plans rectangulaires. Les lignes sont normales à la même droite qui est un des rayons du faisceau, et l'intersection des deux plans.

Or, lorsque les rayons, partant d'un point lumineux, éprouvent des réfractions ou des réflexions quelconques, sur des surfaces quelconques séparant différents milieux, ces rayons, après leur dernière réfraction ou réflexion, sont normaux à une surface S et, par conséquent, à une suite de surfaces, dont deux quelconques interceptent sur tous ces rayons la même longueur.

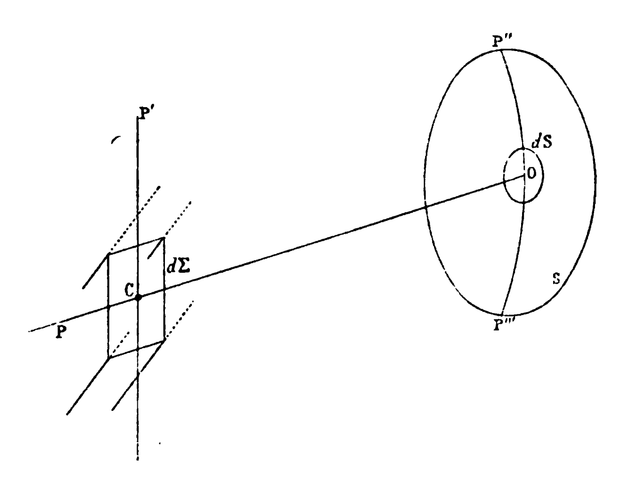


Fig. 1.

Le théorème de Sturm se ramène donc à la proposition suivante : Soit un point O (*fig.* 1) sur une surface S quelconque. Autour de ce point, prenons un élément dS, que, pour préciser, nous supposerons circulaire, de rayon ρ et de centre O. Menons les sections principales π_1 et π_2 au point O; soient C_1 et C_2 les centres de courbure de ces sections, et R_1 et R_2 les rayons de courbure. Le faisceau des

normales à S, aux différents points de l'élément dS, s'appuie sur deux droites, normales à la normale en O et situées dans les plans π_1 et π_2. La focale de Sturm, qui est dans le plan π_1, passe par C_2 ; celle qui est dans le plan π_2 passe par C_1.

Voici la démonstration très simple du théorème.

Prenons la normale en O pour axe des z, et le plan tangent à S en O pour plan des xy. Le plan zOx est π_1, le plan zOy est π_2. Sa surface peut être remplacée par le paraboloïde osculateur :

$$2z = \frac{x^2}{R_1} + \frac{y^2}{R_2}.$$

Sa normale au point x, y, z a pour expression :

$$X = -\frac{xZ}{R_1} + x, \qquad Y = \frac{-yZ}{R_2} + y,$$

z n'entre pas, parce que $z = o$ sur l'élément dS de la surface qui appartient, si l'on veut, au plan tangent.

L'intersection des faisceaux des normales :

Avec le plan π_1 $(Y = o)$ est la droite $Z = R_2$,
Avec le plan π_2 $(X = o)$ — $Z = R_1$.

Ce sont les focales de Sturm. *Il existe donc deux droites dont les distances à toutes les normales sont des infiniment petits du deuxième ordre*, le rayon ρ de l'élément dS étant pris comme infiniment petit principal.

Remarque. — Rien dans le calcul précédent ne suppose que nous n'avons pas affaire à un point quelconque d'une surface de révolution. Il nous est même impossible aux infiniment petits que nous conservons d'exprimer cette condition. Les résultats précédents sont donc applicables à un point quelconque O d'une surface S de révolution autour d'un axe qui ne passe pas par le point O. Si le point O se trouve sur l'axe, les focales se coupent ; elles se réduisent à un point : il existe alors un foyer.

2. — Ceci posé, reprenons le problème sous une autre forme.

Soient S, *fig.* 2, une surface quelconque, et Σ le lieu des centres de courbure principaux de S ; nous appellerons Σ la caustique de S. Elle est à deux nappes, et toutes les normales à S sont tangentes à l'une et à l'autre nappe. Les sections principales π_1 et π_2 au point O quel-

conque sont respectivement tangentes à l'une des nappes et normales à l'autre.

Appliquons aux surfaces S de révolution. Les deux nappes de Σ se séparent : l'une, Σ_1, est de révolution autour de l'axe ; l'autre, Σ_2, est une surface évanouissante qui se réduit à un morceau de l'axe. Soient π_1 le méridien, et π_2 la section principale tangente au parallèle au point O.

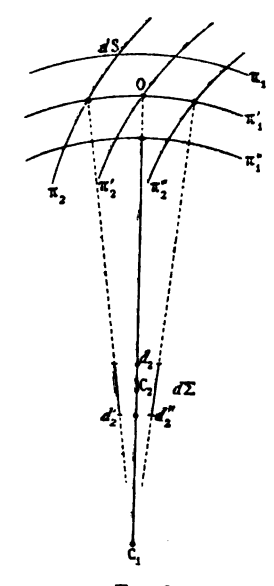


Fig. 2.

Le plan π_1 passe par l'axe (est tangent à Σ_2) ; il est normal à Σ_1 qui est de révolution.

Le plan π_2 est tangent à Σ_1 ; il n'est pas normal à l'axe. Il semble donc qu'il ne soit pas normal à Σ_2 ; mais, si nous remplaçons l'axe par un cylindre infiniment petit, il devient évident qu'un plan peut être incliné sur ses génératrices et cependant passer par une des normales à cette surface. Donc les surfaces de révolution rentrent dans la règle générale.

Voici maintenant le point singulier sur lequel j'appelle l'attention et qui m'a conduit à écrire cet article.

Si S est de révolution, le faisceau des normales à un élément dS quelconque pris autour du point O passe *rigoureusement* par un élément de l'axe, c'est-à-dire que cet élément jouit et au delà des

propriétés des focales de Sturm. Cependant il n'est pas une focale de Sturm, puisque celles-ci sont normales à la normale au point O. Le théorème de Sturm est indubitablement vrai. Il faut donc conclure des considérations précédentes que ce théorème ne prouve pas du tout, comme il semble bien que les physiciens se l'imaginent, l'existence de deux droites privilégiées qui seules jouiraient de la propriété que leurs distances à toutes les normales d'un faisceau délié seraient des infiniment petits du second ordre. En d'autres termes, les focales de Sturm jouissent de cette propriété ; mais il peut se faire qu'il existe une infinité d'autres droites jouissant des mêmes propriétés : et c'est ce que nous allons démontrer. Nous ne supposerons que les circonstances fondamentales nécessaires à l'existence du théorème, qui sera beaucoup plus général que le cas particulier ne l'exige.

3. — Soit, *fig.* 1, une surface quelconque S. Autour du point O, je prends un élément dS infiniment petit dont une des dimensions sera l'infiniment petit principal. Soit $PP'P''P'''$ un plan quelconque passant par O, et soit C un point de ce plan à une distance finie OC. Autour de O′, je prends un élément $d\Sigma$ de forme quelconque (la figure suppose que c'est un parallélogramme), du même ordre que dS et, par conséquent, du second. Imaginons des droites groupées comme on voudra et assujetties seulement à passer dans les surfaces dS et $d\Sigma$.

Menons par le contour de $d\Sigma$ un cylindre normal au plan P. Je dis que tous les points de l'une quelconque des droites, compris dans le cylindre, sont à une distance du plan P, qui est un infiniment petit du second ordre. Par définition, nous disons qu'ils sont dans le plan P, et $d\Sigma$ prendra le nom d'*axe d'amincissement.*

Il suffit d'énoncer cette proposition : elle est évidente.

Corollaire. — Considérons sur le plan P la projection de toutes les droites du faisceau. Toute droite du plan P qui passe par C et qui coupe toutes ces projections à l'intérieur de $d\Sigma$ est à une distance du second ordre d'une droite quelconque du faisceau : nous disons que le *faisceau passe par cette droite.* Il y a évidemment une infinité de droites jouissant de cette propriété, et en particulier la droite CP′ menée dans le plan P normalement à OC.

En effet les projections des droites du faisceau, sur le plan P à l'intérieur de $d\Sigma$, peuvent être considérées comme parallèles entre elles et à OC. La normale CP′ les coupe donc nécessairement à l'intérieur de $d\Sigma$.

Il nous reste à montrer que le faisceau infiniment délié des nor-

males à une surface quelconque S jouit des propriétés précédentes (*fig.* 2).

Considérons l'élément dS limité par quatre sections principales deux à deux parallèles. Menons la normale au point O ; prenons pour plan P et pour plan du tableau la section principale π_1. Marquons sur la normale les centres de courbure C_1 et C_2 correspondant au point O. Je dis que les normales à l'élément dS vont passer par un élément $d\Sigma$ du plan π_1 situé autour du point C_2.

En effet, toutes les normales à la section π_1 sont tangentes à un élément de la développée de cette section. Tout se passe donc *au voisinage du point* C_2, *qui est à distance finie de* C_1, comme si toutes les normales à la section π_1 venaient converger au point C_1.

Considérons maintenant séparément les sections principales π_2, π'_2, π''_2, ...

Les normales aux éléments de chacune de ces sections compris dans l'aire dS sont tangentes à un élément de développée : par exemple, les normales à l'élément de section π'_2 sont tangentes à l'élément de développée d'_2. *La longueur de cet élément est du premier ordre.* Je dis que cette droite d'_2 est dans la section π_1 et à une distance de la droite OC_2, qui est, elle aussi, *du premier ordre.*

En effet une des normales à la section π'_2 fait partie du faisceau des normales à la section π_1 et passe par le point C_1. Donc d'_2 est dans le plan du tableau : de plus, son prolongement passe sensiblement par C_1, qui est à distance finie ; donc la distance d'un quelconque de ses points à la droite OC_2 est du premier ordre. Nous rentrons donc dans le théorème précédent : puisque j'ai le droit de dire que le faisceau des normales à S sur l'élément dS, quadrilatère formé par quatre sections principales, deux à deux parallèles passe par le quadrilatère $d\Sigma$, *qui est du même ordre.*

Corollaire. — Les focales de Sturm satisfont aux conditions nécessaires pour qu'on puisse dire que le faisceau des normales s'appuie dessus ; mais il existe une infinité d'autres lignes partageant ce privilège. En définitive, la seule chose générale qu'on puisse énoncer est *l'existence de deux aires d'amincissement situées dans les sections principales* π_1 *et* π_2, *autour des centres de courbure principaux* C_1 *et* C_2. *L'aire d'amincissement dans le plan* π_1 *se trouve autour de* C_2 ; *l'aire d'amincissement dans le plan* π_2 *se trouve autour de* C_1.

4. — Le lecteur se demandera peut-être l'intérêt de considérations qu'il jugera subtiles. Il est de deux ordres. Le premier, théorique,

est d'expliquer et de concilier des divergences toujours fâcheuses dans l'enseignement. On n'applique généralement la théorie des caustiques dans les cours qu'à des surfaces S de révolution; or il existe une droite par laquelle passent rigoureusement tous les rayons, et ce n'est pas une focale de Sturm. S'en tirer en disant que les focales sont dans deux plans rectangulaires, est commode; mais les focales restent indéterminées. Dire qu'elles sont inclinées, c'est d'abord prêter à Sturm une proposition qu'il n'a pas énoncée, et aussi laisser une indétermination. Il y a peut-être théoriquement un inconvénient plus grave. On dit aux élèves que l'ensemble des focales constitue les deux nappes de la caustique ; ce n'est exact que si on entend par focales les aires d'amincissements. En effet il y a une correspondance point par point entre la surface S et sa caustique Σ : donc à un élément d'un certain ordre sur S doit correspondre un élément du même ordre sur Σ. Si les focales étaient ce qu'on a l'air d'admettre généralement, c'est-à-dire des morceaux de droites, l'élément de caustique $d\Sigma$ correspondant à un dS du second ordre serait au moins du troisième ordre, ce qui est absurde.

L'intérêt pratique est le suivant : qu'on répète les expériences et qu'on place un écran transparent de manière qu'il contienne toujours un des centres de courbure principaux de la surface S. On peut l'incliner comme on voudra ; il se dessine une petite droite, toute aussi fine, quelle que soit l'inclinaison de l'écran, pourvu bien entendu qu'on ne la considère pas trop loin du centre de courbure. Cette expérience, que tout le monde peut répéter sans peine, correspond exactement à l'idée que nous a fourni le raisonnement précédent, d'une aire d'amincissement.

M. Mascart, dans son *Optique*, démontre que les focales sont des droites *déterminées* et inclinées sur la normale OC_2C_1 : cela tient à ce qu'il prend une définition qui n'est pas celle de Sturm. Il définit les focales par la condition que la distance à tous les rayons soit un infiniment petit du *troisième* ordre. Il n'y a donc aucune contradiction entre ce qu'il énonce et ce que nous démontrons actuellement. Que parmi le système de focales qui constituent nos aires d'amincissement, il y en ait une satisfaisant à la condition d'être plus voisine que les autres, rien dans ce qui précède ne va à l'encontre. Reste à savoir si, *expérimentalement*, quand l'aire dS n'est plus infiniment petite du second ordre, mais finie, ces focales privilégiées conservent leurs privilèges ; l'expérience ne semble pas le prouver.

5. — Il y a dans le mémoire de Sturm des considérations intéressantes et très simples sur la forme du contour de la section normale d'un faisceau de normales à un élément circulaire dS de la surface S. Soit d la distance de l'écran à l'élément dS de la surface S ; on trouve immédiatement, pour contour, l'ellipse :

$$\frac{X^2}{\left(1-\frac{d}{R_1}\right)^2}+\frac{Y^2}{\left(1-\frac{d}{R_2}\right)^2}=\rho^2.$$

Cette ellipse se réduit à deux droites pour $d = R_1$ et $d = R_2$, ce qui est évident. Elle devient un cercle pour une distance d, telle que

$$\frac{2}{d}=\frac{1}{R_1}+\frac{1}{R_2};$$

la section circulaire est comprise entre les focales de Sturm.

Le raisonnement de Sturm est inattaquable tant qu'on n'est pas près des centres de courbure; il perd toute signification au voisinage de ces points. La section évanouissante, et qui tend vers une droite, n'est généralement plus une ellipse.

En particulier, lorsque la surface S est de révolution, toutes les normales passant rigoureusement par l'axe, une section voisine de l'aire d'amincissement, qui passe par l'axe, a évidemment la forme d'un huit de chiffre plein ; son pourtour, la forme d'un huit de chiffre. Quand on déplace l'écran normalement à l'axe, une des boucles de huit apparaît par une déformation de l'ellipse de Sturm ; l'autre, d'abord nulle, grandit, devient prédominante et enfin reforme l'ellipse de Sturm, pendant que la première disparaît. Ce sont des phénomènes dont il est extrêmement facile de reproduire l'essentiel.

RECHERCHES SUR LES FORCES ÉLECTROMOTRICES D'AIMANTATION [1];

Par M. R. PAILLOT.

On sait que, lorsqu'on plonge dans un électrolyte susceptible de les attaquer, deux barreaux d'une substance magnétique et qu'on soumet l'un d'eux à l'action d'un champ magnétique, le système

[1] Résumé d'une thèse présentée à la Faculté des Sciences de Lille (11 déc. 1901). — L. Danel, éditeur, Lille.

fonctionne comme une pile dont la force électromotrice a été désignée par MM. Nichols et Franklin [1] sous le nom de *force électromotrice d'aimantation*.

Les considérations théoriques de M. Janet [2] et de M. P. Duhem [3] ont établi d'une façon indiscutable qu'un corps paramagnétique aimanté est *positif* par rapport au même corps non aimanté et qu'au contraire un corps diamagnétique est *négatif* par rapport au même corps non aimanté.

On peut même, moyennant certaines hypothèses, obtenir une formule qui relie la force électromotrice d'aimantation à l'intensité d'aimantation et à la susceptibilité magnétique du corps étudié.

Si l'on désigne par $\mathfrak{I}$ et $\mathfrak{I}'$ les intensités d'aimantation sur l'électrode aimantée et dans le liquide qui se trouve au voisinage de cette électrode, par K et K′ les susceptibilités magnétiques de l'électrode aimantée et du liquide environnant (ces différentes quantités étant prises des deux côtés de la surface de séparation du métal magnétique et du liquide dans un volume très petit dans lequel l'intensité d'aimantation et la susceptibilité magnétique sont supposées constantes) ; si l'on désigne, en outre, par l l'équivalent électrochimique du métal et par δ sa densité, la force électromotrice d'aimantation est donnée par la formule [4] :

$$\mathcal{E} = \frac{l}{\delta}\left(\frac{\mathfrak{I}^2}{2K} - \frac{\mathfrak{I}'^2}{2K'}\right).$$

Comme on peut, en général, négliger le terme $\frac{\mathfrak{I}'^2}{2K'}$ relatif au liquide, cette expression devient :

$$\mathcal{E} = \frac{l}{\delta}\frac{\mathfrak{I}^2}{2K}.$$

Cette formule approximative donne souvent des indications précieuses sur la marche du phénomène.

Les premiers physiciens qui se sont occupés de la force électromotrice d'aimantation sont arrivés à des résultats contradictoires.

(1) Nichols et Franklin, *The Electromotive force of Magnetization* (*American Journal of Science*, 3e série, t. XXXV, p. 290).

(2) P. Janet, *J. de Phys.*, 2e série, t. VI, p. 286, et t. VIII, p. 312.

(3) P. Duhem, *Théorie nouvelle de l'aimantation par influence fondée sur la thermodynamique* (*Thèse de Doctorat*, Paris, 1888, Gauthier-Villars).

(4) Dr Hurmuzescu, *les Modifications physiques dues à l'aimantation* (*Rapports présentés au Congrès international de Physique*, Paris, 1900, t. II, p. 565).

Tandis que les uns, MM. Th. Gross (1), Th. Andrews (2), Nichols et Franklin (3), trouvaient que le fer aimanté est négatif par rapport au fer non aimanté, les autres, comme MM. Rowland et Bell (4), Squier (5), trouvaient précisément le contraire.

On peut remarquer que ces physiciens employaient la plupart du temps des électrodes à grande surface et que les mesures devaient être incertaines, tant à cause du défaut d'homogénéité de ces surfaces que de leur état magnétique imparfaitement connu. L'orientation de ces surfaces par rapport à la direction du champ était d'ailleurs souvent mal définie et cette orientation a une influence notable.

D'un autre côté, ils employaient un galvanomètre pour mesurer la force électromotrice d'aimantation et des liquides le plus souvent concentrés. Il se produit, dans ces conditions, un courant appréciable et l'on doit s'attendre à obtenir des phénomènes de polarisation, des changements dans la composition des liquides et dans l'orientation des sels de fer sous l'influence du champ et, par conséquent, des variations de résistance qui masquent l'allure normale du phénomène.

M. Hurmuzescu, dans un travail remarquable (6), a précisé les conditions expérimentales dans lesquelles on doit se placer pour éviter autant que possible les causes d'erreur et obtenir des résultats concordants.

Au lieu d'électrodes à grande surface, il employait des électrodes bien isolées, ayant avec le liquide dans lequel elles plongent des surfaces de contact très petites, bien limitées, bien dressées et d'orientation bien déterminée par rapport au champ magnétique. A cet effet, il prenait des électrodes formées de fils de $0^{cm},02$ à $0^{cm},1$ de diamètre, préparées à la Wollaston et dont l'extrémité était soigneusement polie.

---

(1) Th. Gross, *Ueber eine neue Entstehungsweise galvanischer Strömedurch magnetismus* (*Verhand. der physik. Ges. in Berlin*, p. 33; 1885; — et *Sitzungsber. der Wiener Akad*, 2e série, t. XCII, p. 1373; 1885).

(2) Th. Andrews, *Proceed. of the Royal Society*, t. XLII, p. 459; t. XLIV, p. 152; t. XLVI, p. 176; et t. LII, p. 114.

(3) Nichols et Franklin, *The electromotive Force of Magnetization* (*Americ. Journ. of Science*, 3e série, t. XXXV, p. 290).

(4) Rowland et Bell, *On an Explanation of the Action of magnet. on Chemical Action* (*Americ. Journ. of. Science*, 3e série, t. XXXVI, p. 39).

(5) G.-O. Squier, *Effets chimiques dus à la magnétisation* (*l'Éclairage électrique*, t. XLVIII, p. 588; 1898).

(6) Dr Hurmuzescu, *Sur les modifications mécaniques, physiques et chimiques qu'éprouvent les différents corps par l'aimantation* (*Archives des Sciences phys. et natur. de Genève*, t. V, p. 27; 1898; — et *J. de Phys.*, 3e série, t. V, p. 119).

En outre, au lieu d'employer un galvanomètre pour mesurer la force électromotrice d'aimantation, il prenait un électromètre capillaire, ce qui permettait d'employer un liquide contenant extrêmement peu d'acide et, par conséquent, d'avoir une attaque très lente et très régulière de l'électrode.

En plongeant dans un électrolyte deux barreaux, aussi identiques que possible, d'un même métal, on obtient toujours une force électromotrice parasite. En ayant soin de ne faire les mesures que lorsque cette force électromotrice parasite avait pris une valeur constante et en ne faisant une nouvelle détermination que lorsque l'électromètre était revenu à son zéro, M. Hurmuzescu obtint des résultats comparables entre eux, pour un même système, plusieurs jours après sa formation.

M. Hurmuzescu a étudié le fer, le nickel et le bismuth.

Pour les deux premiers métaux, il trouva que, conformément à la théorie, le métal aimanté est *positif*, par rapport au métal non aimanté à la condition que l'électrode aimantée soit normale au champ et prenne contact avec le liquide par une surface sur laquelle la densité magnétique superficielle soit nulle.

Le contraire pouvait avoir lieu lorsque la surface de contact du métal avec le liquide se trouvait sur l'un des pôles formés.

M. Hurmuzescu a trouvé que, pour le fer, la forme de la courbe qui relie la force électromotrice d'aimantation au champ magnétique a une certaine ressemblance avec la courbe d'intensité d'aimantation en fonction du champ, avec un point d'inflexion vers 2.000 gauss.

Pour le bismuth il trouva que le métal aimanté était, conformément à la théorie, *négatif* par rapport au métal non aimanté. La force électromotrice d'aimantation du bismuth était de l'ordre de dix-millième de volt(1).

Dans les expériences de M. Hurmuzescu, les champs magnétiques employés ne dépassaient pas 7.000 gauss.

Je me suis proposé :

1° De rechercher ce que devient la force électromotrice d'aimantation pour des champs très intenses ; 2° d'étudier la variation de la force électromotrice d'aimantation avec la température.

---

(1) M. Grimaldi (*Il Nuovo Cimento*, t. XXV, p. 191 ; 1889), en opérant sur le bismuth avait trouvé que la force électromotrice d'aimantation pouvait atteindre 0,0023 daniell (environ 0v,0025).

J'ai opéré sur le fer doux, divers échantillons d'acier ordinaire et d'acier au nickel, sur le nickel pur et sur le bismuth.

I. — Méthode expérimentale.

Il résulte des expériences de M. Hurmuzescu et des recherches préliminaires que j'ai effectuées, que l'on obtient les résultats les plus réguliers et les plus nets en employant des électrodes à la Wollaston normales au champ magnétique, prenant contact avec le liquide, faiblement acidulé, par une surface très petite, bien dressée, parallèle au champ et en mesurant les forces électromotrices au moyen de l'électromètre capillaire de M. Lippmann.

C'est donc ce dispositif et cette méthode que j'ai exclusivement adoptés.

Pour obtenir des champs très intenses, j'ai employé l'électro-aimant en forme de demi-anneau de M. Du Bois [1] construit par la maison Hartmann et Braun et donnant facilement dans un entrefer de $0^{cm},33$ un champ magnétique supérieur à 30.000 gauss.

J'ai employé, pour mesurer les champs magnétiques, la méthode fondée sur l'induction.

Les forces électromotrices étaient mesurées par la méthode de compensation en employant comme appareil de zéro un électromètre capillaire de M. Lippmann sensible au dix-millième de volt et le dispositif classique de M. Bouty.

Les deux barreaux de la substance à étudier plongeaient chacun dans l'une des branches d'un tube deux fois recourbé. L'une des branches était placée dans le champ magnétique ; l'autre branche était située hors du champ, à une distance de 30 centimètres au moins.

Il y avait toujours, au début, une *force électromotrice parasite* de sens et d'intensité essentiellement variables. Les électrodes étaient préparées le soir, et les expériences faites le lendemain. Presque toujours, surtout avec le fer et les aciers, la force électromotrice parasite avait pris une valeur qui restait bien constante pendant toutes les mesures effectuées à une même température.

J'ai pris, pour la mesure de la force électromotrice d'aimantation, la force électromotrice obtenue lorsque l'électro-aimant était excité, diminuée de la force électromotrice parasite.

---

(1) H. Du Bois, *Halbring-Electromagnet*. (*Zeitschrift für Instrumentenkünde*, déc. 1899, p. 357).

Pour étudier la variation de la force électromotrice d'aimantation avec la température, il était nécessaire de maintenir constante la température de la pile. J'y suis parvenu en employant le dispositif suivant :

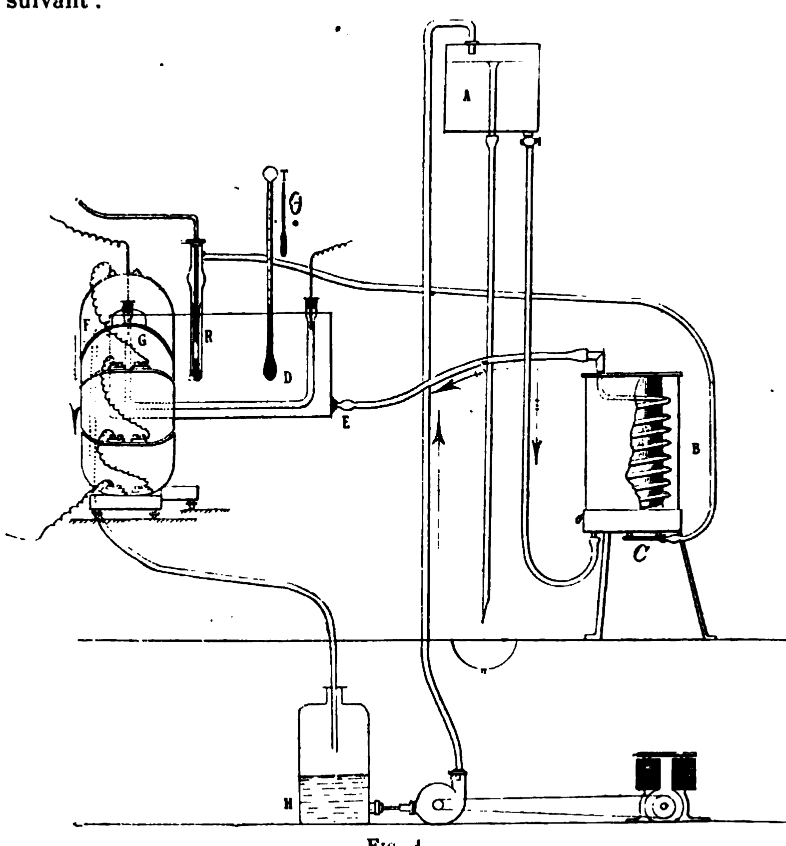


FIG. 1.

L'eau d'un réservoir A (*fig.* 1), que l'on peut placer à des hauteurs variables, passe à travers un serpentin B formé d'un tube de cuivre de $3^{m},50$ de longueur situé dans l'intervalle de deux cylindres concentriques. Le cylindre intérieur est muni d'un fond de cuivre ; le cylindre extérieur est nickelé et poli. L'eau qui circule dans le serpentin est chauffée par une couronne C de flammes de gaz ou au besoin, par un brûleur Bunsen à plusieurs becs. Cette eau, qui sort du serpentin par le haut, circule alors dans une boîte en laiton de 1 litre et demi de capacité environ, dans laquelle elle entre par une

tubulure inférieure E et sort par la tubulure supérieure F. Cette boîte a 35 centimètres de largeur, 20 centimètres de hauteur. La section a la

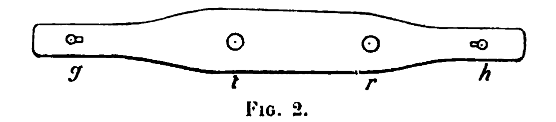


FIG. 2.

forme indiquée dans la *fig.* 2. Elle est munie d'un couvercle de bois dans lequel sont percés différents trous. Le tube de verre recourbé qui constitue la pile est fixé dans les trous *g*, *h*, au moyen de chevilles de bois ; ses extrémités seules sortent de la boîte. Un thermomètre T au $\frac{1}{10}$ de degré, étalonné par le « Physikalisch-technische Reichsanstalt », de Berlin, est fixé dans l'ouverture *t*. Les lectures sont faites au moyen d'un cathétomètre. Un thermomètre θ, au degré, placé près de la tige du thermomètre T, permet de faire les corrections relatives à la colonne de mercure située hors du bain.

Un thermorégulateur R est fixé dans l'ouverture *r*. Il sert à régler la hauteur de la flamme dans la rampe C.

L'eau qui sort par la tubulure F de la boîte en laiton se rend dans un récipient H, d'où une petite pompe rotative P, mue par un moteur électrique de faible puissance (que deux accumulateurs suffisent à actionner), la fait remonter dans le réservoir supérieur A. C'est donc toujours la même eau qui circule dans les différents appareils, et l'on parvient ainsi à avoir une circulation d'eau à température bien constante. On obtient d'ailleurs à volonté telle température que l'on désire soit en augmentant ou diminuant la vitesse du courant d'eau, et cela en plaçant le réservoir A à des hauteurs différentes et faisant varier la vitesse du moteur électrique, soit en réglant convenablement le thermorégulateur R. On obtient ainsi, entre 12° et 50°, une température constante à $\frac{1}{10}$ de degré près aussi longtemps qu'on le désire. Pour des températures supérieures à 50°, le réglage est plus difficile. On arrive cependant à régler cette température à $\frac{2}{10}$ de degré près jusqu'à 75° environ.

Pour obtenir des températures inférieures à 12°, le mieux, quand on le peut, est de profiter pendant l'hiver des basses températures

de l'eau de la ville. On peut également placer dans le vase B des morceaux de glace. On arrive ainsi à des températures suffisamment constantes.

Toutes les parties de l'appareil doivent être soigneusement isolées, précaution indispensable pour obtenir des résultats concordants.

Les boîtes de résistances, la pile Daniell servant à la mesure de la force électromotrice d'aimantation étaient placées sur des blocs de paraffine. Les fils de communication étaient fixés sur des tiges de verre, implantées elles-mêmes dans des blocs de paraffine.

Les extrémités du tube recourbé constituant la pile étaient enduites extérieurement soit de paraffine, soit de diélectrine. Il en était de même du couvercle de la boîte en laiton dans laquelle se trouvait la pile. Cette boîte elle-même était soigneusement isolée ; elle ne touchaït l'électro-aimant en aucun point.

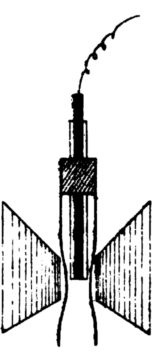


Fig. 3.

L'extrémité du tube recourbé qui devait être placée dans le champ magnétique était étirée au chalumeau (*fig.* 3), de façon que son diamètre extérieur soit inférieur à $0^{cm},33$, dans le cas où l'on opérait dans un entrefer ayant cette largeur.

Les électrodes à la Wollaston étaient formées en introduisant le métal dans un tube de verre à parois épaisses, chauffant fortement l'une des parties et étirant ensuite lentement dans la flamme du chalumeau, de façon que le verre adhère bien au métal et ait, en outre, une surface extérieure aussi régulière que possible.

Ces électrodes étaient solidement fixées dans le tube recourbé soit au moyen de petits bouchons de liège, soit au moyen de diélectrine. Il arrivait parfois que, dans les champs intenses et avec le fer ou les

aciers, la partie du tube recourbé située dans le champ était attirée vers l'un des pôles de l'électro-aimant. Ce choc faisait varier la force électromotrice parasite et, pour éviter cet inconvénient, il était souvent nécessaire d'interposer entre les tubes et les pôles de l'électro-aimant une couche isolante de paraffine ou de diélectrine.

Avant d'introduire les électrodes dans le tube recourbé, on polissait l'extrémité, d'abord sur une meule ordinaire, puis sur du papier d'émeri très fin. On attendait au moins une demi-heure après le dernier polissage avant de mettre en place les électrodes.

Le liquide dans lequel plongeaient les électrodes était le plus généralement formé d'eau distillée, privée d'air par ébullition et dans laquelle on ajoutait de petites quantités d'acide acétique cristallisable (deux gouttes dans 100 centimètres cubes d'eau) ou d'acide oxalique (deux gouttes d'une solution saturée dans 100 centimètres cubes d'eau).

II. — Résultats.

A moins d'indications contraires, toutes les expériences ont été effectuées avec des électrodes à la Wollaston de $0^{cm},05$ de diamètre, le fil ayant été préalablement recuit. Ces électrodes plongeaient dans de l'eau distillée, privée d'air par une ébullition prolongée et additionnée d'acide acétique (deux gouttes dans 100 centimètres cubes d'eau). Les champs magnétiques sont exprimés en unités C. G. S., et les forces électromotrices en volts.

1° *Recherches sur le fer doux* (1) (Courbe 1, *fig.* 4).

Système monté depuis vingt heures, $t = 18°$.

$\mathcal{H}$	$\mathcal{E}$
804	22×10^{-4} volts
1.698	40 —
3.106	74 —
5.000	110 —
8.712	171 —
10.504	192 —
12.193	210 —

(1) Ce fer provenait de la maison Vogel, de Berlin. Il ne renfermait que des traces de carbone.

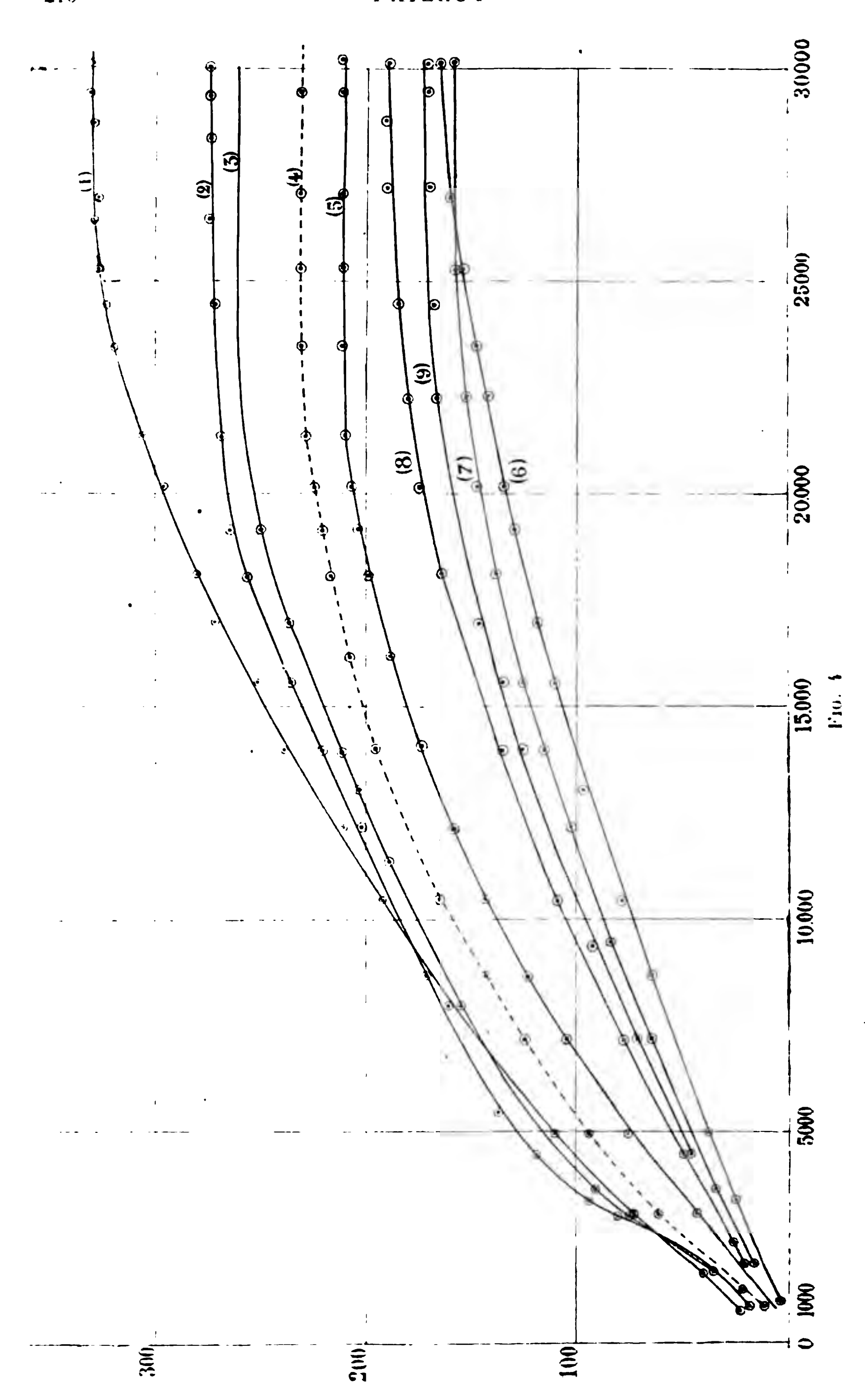

300
200
100
0
1000
5000
10.000
15.000
20.000
25000
30000
(1)
(2)
(3)
(4)
(5)
(6)
(7)
(8)
(9)

Fig. 4

$\mathcal{H}$	$\mathcal{E}$
804	22 × 10^{-4} volts
14.040	239 —
15.602	252,5 —
17.043	272 —
18.154	281 —
20.210	298 —
21.432	307 —
23.492	320 —
24.500	324 —
25.349	328 —
26.505	330 —
27.018	328 —
28.886	330 —
29.510	332 —
30.187	330
10.485	190 —

Ces nombres montrent immédiatement que la force électromotrice d'aimantation n'augmente pas indéfiniment, mais tend vers une limite qui, dans le cas actuel, est de 330 × 10^{-4} volts pour un champ magnétique un peu supérieur à 25.000 gauss.

a) *Influence du temps*. — Le système précédent est resté formé trois jours et demi (exactement quatre-vingt-dix heures). Il m'a donné alors les nombres suivants :

$\mathcal{H}$	$\mathcal{E}$
804	22 × 10^{-4} volts
1.698	39 —
3.020	74 —
5.000	111 —
8.712	170 —
10.500	190 —
12.180	209 —
17.040	272 —
20.210	299 —
23.492	320 —
24.500	325 —
26.500	330 —
27.018	330 —
28.886	331 —
29.510	330 —
30.187	330 —
10.500	190

Les nombres obtenus sont très concordants, même quand la pile

est restée formée pendant plusieurs jours. Ce résultat, que j'ai eu l'occasion de vérifier à différentes reprises, a une grande importance au point de vue de l'étude de la variation de la force électromotrice d'aimantation avec la température, car ces expériences sont souvent fort longues et nécessitent des journées entières pour être menées à bonne fin.

b) *Influence de la nature de l'échantillon.* — Les courbes 2 et 3 (*fig.* 4) résument les résultats obtenus avec des échantillons de fer renfermant, le premier, 0,11 0/0, le deuxième, 0,25 0/0 de carbone.

On voit que l'allure de ces courbes est la même, et que, seule, la limite vers laquelle tend la force électromotrice d'aimantation varie un peu avec la nature de l'échantillon. Il semble que plus le fer est pur et plus cette limite est élevée.

c) *Influence de la nature de l'acide.* — J'ai signalé précédemment que les résultats les plus nets et les plus constants étaient obtenus avec l'acide acétique ou l'acide oxalique. Avec les autres acides, la force électromotrice parasite du début est moins constante et met un temps plus long à prendre une valeur définitive. Je me suis cependant proposé de chercher si la limite vers laquelle tend la force électromotrice d'aimantation varie beaucoup avec la nature de l'acide. J'ai employé, à cet effet, les acides acétique, oxalique, tartrique et citrique en solutions très diluées.

J'ai trouvé que la limite vers laquelle tend la force électromotrice d'aimantation varie avec la nature de l'acide, mais dans des limites qui ne sont pas très étendues.

d) *Influence de la concentration de l'acide.* — J'ai opéré sur diverses solutions d'acide acétique dans l'eau distillée.

Une première solution renfermait $0^{gr},0943$ (cinq gouttes) d'acide acétique cristallisable dans 100 centimètres cubes d'eau distillée.

Une deuxième solution était formée en étendant à 500 centimètres cubes la première solution.

Enfin une troisième solution était formée en prenant 100 centimètres cubes de la deuxième et étendant à 500 centimètres cubes.

Dans les limites où j'ai opéré, la concentration n'a pas d'influence sensible sur le résultat.

Dans les expériences que j'ai faites avec des concentrations plus fortes, j'ai remarqué que la force électromotrice d'aimantation augmentait généralement avec la concentration de l'acide, mais que les résultats étaient, par contre, beaucoup moins réguliers.

e) *Influence du sens de la force électromotrice parasite.* — Le sens de la force électromotrice parasite n'est pas toujours le même. L'électrode placée entre les branches de l'électro-aimant peut être, avant l'excitation de l'électro-aimant, soit positive, soit négative par rapport à l'électrode située au dehors. Lorsque la force électromotrice parasite $\mathcal{E}_0$ est *négative* (c'est-à-dire lorsque l'électrode dans le champ est primitivement négative par rapport à l'électrode située hors du champ), cette force électromotrice diminue en valeur absolue lorsqu'on produit le champ magnétique. Pour un champ suffisamment intense, elle s'annule, puis devient positive.

Le sens de la force électromotrice parasite n'a aucune influence sur la valeur de la force électromotrice d'aimantation. J'ai vérifié ce résultat à différentes reprises.

f) *Influence des champs croissants ou décroissants.* — Les résultats obtenus lorsqu'on opère avec des champs croissants ou décroissants sont sensiblement les mêmes. Voici, par exemple, un tableau dans lequel les nombres de la première colonne ont été obtenus avec des électrodes de fer pur en commençant par les champs les plus faibles ; ceux de la deuxième colonne ont été obtenus avec les mêmes électrodes en commençant par les champs les plus intenses :

$\mathcal{H}$	$\mathcal{E}$	$\mathcal{E}$
1.031	26 × 10^{-4} volts	26 × 10^{-4} volts
1.718	40 —	41 —
2.603	↓ 61 —	↑ 59 —
3.743	84 —	83 —
6.102	126 —	128 —
8.712	170 —	171 —
11.438	↓ 204 —	↑ 205 —
15.600	250 —	249 —
19.226	290 —	290 —
22.324	315 —	314 —
26.505	328 —	329 —
29.825	330 —	331 —
30.098	331 —	331 —

Il n'y a donc pas, au moins pour le fer doux, de phénomène analogue à l'hystérésis magnétique. J'ai d'ailleurs vérifié, dans chaque série d'expériences, par deux ou trois mesures, que la force électromotrice d'aimantation reprenait très sensiblement la même valeur pour le même champ.

Variation de la force électromotrice d'aimantation avec la tempé-

rature. — Lorsqu'on fait varier la température de la pile, on constate que la force électromotrice parasite prend une valeur différente pour chaque température. Cette force électromotrice parasite est tantôt positive, tantôt négative, et elle met généralement, pour prendre une valeur constante, un temps d'autant plus long que la température est plus élevée. J'ajouterai que, lorsque cette force électromotrice est devenue constante, on peut être assuré que la température est elle-même parfaitement constante.

Lorsque la température est supérieure à 55°, il arrive souvent que, malgré le soin que l'on a pris de priver d'air, par une ébullition prolongée, le liquide dans lequel plongent les électrodes, de petites bulles gazeuses viennent se former sur ces électrodes. Les résultats sont alors très irréguliers, et il faut prendre des précautions spéciales pour obvier à cet inconvénient.

Le mieux est de commencer par les températures les plus élevées. On produit une température constante de 70° environ, que l'on maintient pendant une heure, au minimum. On agite alors les électrodes et l'on attend que la force électromotrice parasite ait pris une valeur bien constante (ce qui exige souvent plusieurs heures). En diminuant ensuite progressivement la température, on obtient des résultats parfaitement réguliers.

Je me suis d'ailleurs assuré, par de nombreuses expériences préalables, que les résultats étaient les mêmes, soit qu'on opère avec des températures ascendantes, soit qu'on opère avec des températures descendantes.

Le tableau suivant et les courbes de la *fig.* 5 contiennent les résultats d'une série d'expériences effectuées, à des températures différentes, sur des électrodes de fer doux. Chacune de ces recherches dure au moins quatre jours. Dans la première journée, j'ai obtenu, par exemple, les forces électromotrices d'aimantation à 12°,2, à 21°,2 et 34°,6. Dans la deuxième journée, après avoir vérifié, pour une température voisine de 12°,2, que le système n'avait pas varié, j'ai déterminé les forces électromotrices d'aimantation à 44°,5 et 55°,1. Dans la troisième journée, après une vérification analogue à la précédente, j'ai déterminé les forces électromotrices à 66° et 72°,3. Enfin, dans la quatrième journée, j'ai obtenu les forces électromotrices d'aimantation à 4°.

Pour ne pas compliquer les courbes de la figure, je n'ai tracé que celles qui sont relatives aux températures de 12°,2 et 66°.

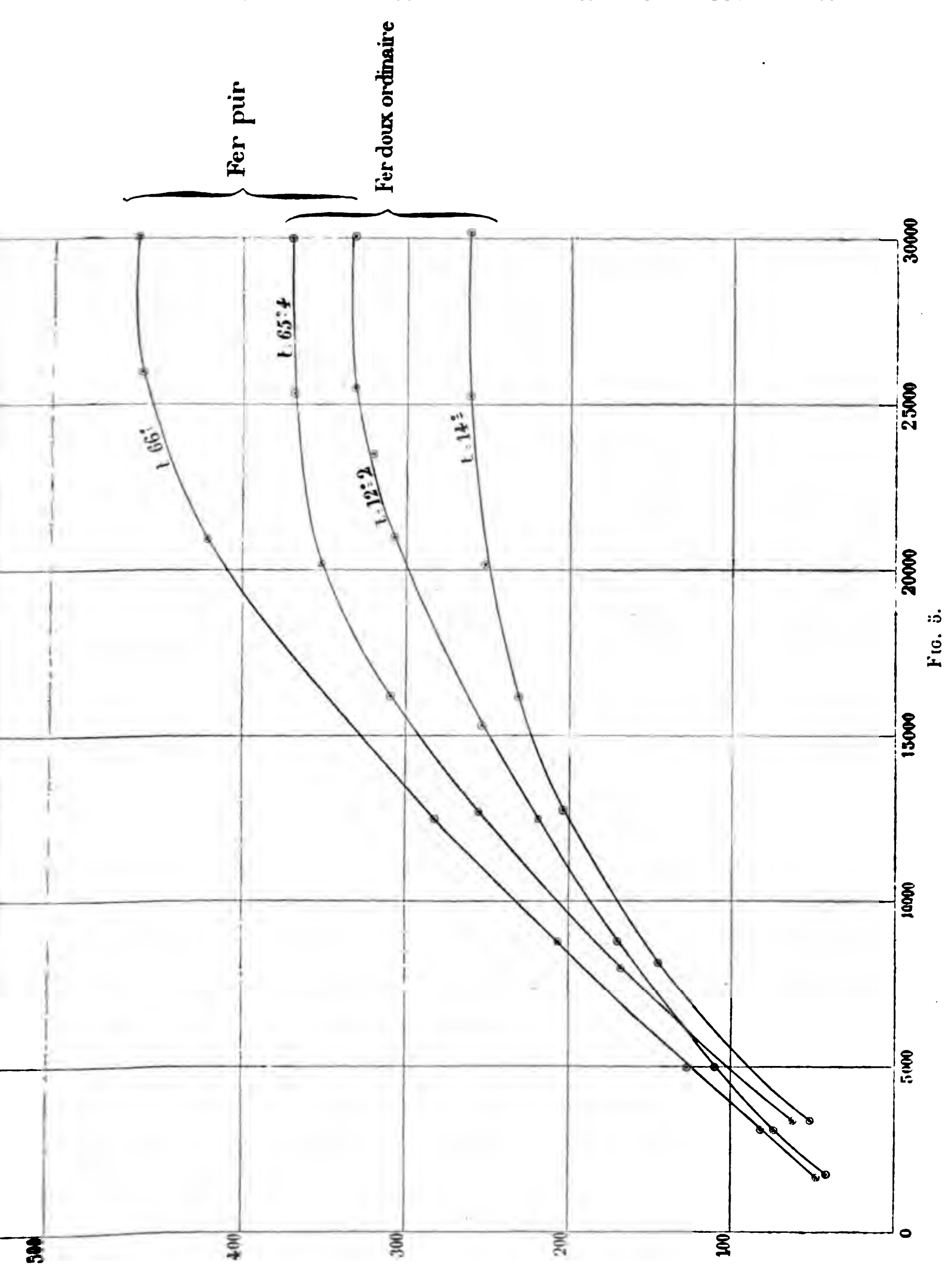

Fer pur
Fer doux ordinaire
t 66°
t 65°4
t 12°2
t 14°
0
5000
10000
15000
20000
25000
30000
100
200
300
400
500

Fig. 5.

	$\mathcal{H}$	$\mathcal{E}$
$t = 4°$	1.750	41×10^{-4} volts
	3.106	74 —
	5.000	107 —
	8.804	166 —
	12.561	204 —
	15.352	243 —
	20.968	287 —
	23.492	305 —
	25.550	308 —
	30.098	308 —
	3.106	73 —
$t = 12°,2$	1.750	42 —
	3.106	74 —
	5.000	110 —
	8.804	170 —
	12.561	219 —
	15.352	254 —
	20.968	308 —
	23.492	321 —
	25.550	332 —
	30.098	332 —
	3.106	74 —
$t = 21°,2$	1.705	42 —
	3.106	76 —
	5.000	113 —
	8.804	179 —
	12.561	232 —
	15.814	273 —
	20.980	330 —
	25.550	358 —
	30.098	357 —
	3.106	76 —
$t = 34°,6$	1.705	43 —
	3.106	76 —
	4.992	114 —
	8.740	183 —
	12.561	244 —
	15.814	299 —
	20.980	356 —
	25.550	380 —
	30.098	380 —
	3.106	76 —

	$\mathcal{H}$	$\mathcal{E}$
	1.705	44 × 10^{-1} volts
	3.106	78 —
	4.992	122 —
	8.804	196 —
	12.513	261 —
$t = 44°,5$..........	15.500	310 —
	20.980	378 —
	25.900	410 —
	30.020	410 —
	3.106	78 —
	1.705	44 —
	3.106	80 —
	4.992	122 —
	8.804	200 —
	12.513	270 —
$t = 55°,1$..........	15.500	322 —
	20.980	396 —
	25.900	437 —
	30.020	438 —
	3.106	81 —
	1.700	48 —
	3.106	82 —
	5.000	127 —
	8.804	206 —
$t = 66°$	12.513	282 —
	20.980	422 —
	26.000	460 —
	30.098	462 —
	3.106	80 —
	1.700	49 —
	3.106	84 —
	5.000	140 —
	8.804	239 —
	12.513	310 —
$t = 72°,5$..........	16.271	360 —
	19.226	420 —
	26.500	482 —
	30.020	480 —
	3.106	80 —

On peut, avec ces valeurs, obtenir les courbes qui relient, pour un

champ déterminé, la force électromotrice d'aimantation à la température.

Ces courbes sont sensiblement des lignes droites. Les coefficients moyens de température entre 12°,2 et 66° sont :

$\mathcal{H}$	α	$\mathcal{H}$	α
1.700	0,00265	15.350	0,00600
3.100	0,00200	21.000	0,00687
5.000	0,00295	25.550	0,00705
8.800	0,00403	30.100	0,00727
12.560	0,00574		

L'angle de ces droites avec l'axe des températures, calculé entre 12°,2 et 66°, va en augmentant avec le champ. Mais cet angle n'augmente pas proportionnellement à l'intensité du champ. Il tend vers une valeur limite qui est atteinte pour $\mathcal{H} = 25.000$ gauss environ.

CONCLUSIONS RELATIVES AU FER DOUX.

1° Il résulte des expériences qui précèdent que, pour une température donnée, *la force électromotrice d'aimantation* n'augmente pas indéfiniment avec le champ, mais *tend vers une limite déterminée.*

On peut se rendre compte aisément que *le champ pour lequel la limite expérimentale de la force électromotrice d'aimantation est atteinte pour le fer doux à la température ordinaire correspond sensiblement à la saturation magnétique.*

On sait, en effet, que, dans le cas d'un fil cylindrique indéfini aimanté transversalement, la force démagnétisante est constante et égale à $-2\pi J$.

Le fil sur lequel j'ai opéré a des dimensions finies ; mais sa longueur est très grande par rapport à son diamètre et nous pouvons admettre que son intensité d'aimantation est approximativement égale à :

$$\mathfrak{J} = \frac{K}{1 + 2\pi K} \mathcal{H}.$$

Mais

$$\mu = 1 + 4\pi K.$$

Il en résulte que :

$$\mathcal{H} = 2\pi \mathfrak{J} \frac{\mu + 1}{\mu - 1}.$$

Admettons avec MM. Ewing et Low (1) que l'intensité d'aimantation maximum pour le fer doux de Suède soit :

$$\mathfrak{I} = 1.620 \text{ avec } \mu = 2{,}06\,;$$

nous trouvons

$$\mathcal{H} = 29.300,$$

résultat qui n'est pas très éloigné de celui qui est fourni par l'expérience directe.

2° *La valeur du champ, pour lequel la limite de la force électromotrice d'aimantation est atteinte, varie avec l'échantillon de fer. Elle est d'autant plus petite que l'intensité maximum d'aimantation est elle-même plus petite.*

Pour un certain échantillon de fer ordinaire, j'ai trouvé, par exemple, que la limite de la force électromotrice d'aimantation est atteinte pour :

$$\mathcal{H} = 23.000 \text{ gauss environ.}$$

Or, j'ai pu me procurer un barreau de ce même échantillon qui m'a permis, dans un travail dont les résultats ont été publiés en partie (2), de déterminer la perméabilité dans des champs intenses. J'ai employé, pour cela, la « méthode de l'isthme » et j'ai obtenu les nombres suivants :

Intensité d'aimantation maximum :

$$\mathfrak{I} = 1240 \text{ pour } \mu = 1{,}96.$$

On obtient alors :

$$\mathcal{H} = 23.996.$$

Ces nombres sont, comme on le voit, très concordants.

3° *La force électromotrice d'aimantation du fer augmente avec la température.*

La variation est d'autant plus grande que le champ magnétique est plus intense, et cela jusqu'à ce qu'on ait atteint la limite de la force électromotrice.

Les courbes qui, pour un champ donné, relient la force électromo-

(1) Ewing et Low, *On the magnetisation of Iron and other magnetic metals in very strong Fields* (*Philos. Trans.*, t. CLXXX, p. 221 ; 1889).

(2) R. Paillot, *Sur la perméabilité des ferro-nickels dans des champs intenses* (*Comptes Rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. CXXXII, p. 1180 ; 1901).

trice d'aimantation à la température, sont sensiblement des droites dont l'inclinaison augmente avec l'intensité du champ jusqu'à ce qu'on ait atteint la saturation magnétique.

Enfin, *le champ pour lequel la limite de la force électromotrice d'aimantation est atteinte est sensiblement le même pour les températures comprises entre 4° et 66°.*

2° *Recherches sur les aciers.*

Voici les conclusions relatives aux aciers :

1° *La force électromotrice d'aimantation des aciers ordinaires et des aciers au nickel tend*, comme celle du fer doux, *vers une limite déterminée lorsque l'intensité du champ magnétique augmente. Cette limite est atteinte pour le champ correspondant à l'intensité d'aimantation maximum de l'échantillon ;*

2° *La limite de la force électromotrice d'aimantation n'est pas la même pour un acier vierge que pour un acier qui a déjà subi l'action d'un champ magnétique intense.*

Tout se passe comme si la courbe obtenue pour l'acier vierge avait été abaissée, parallèlement à elle-même, d'une certaine quantité.

Mais, dès qu'un acier a été soumis à une telle action, la courbe qui relie la force électromotrice d'aimantation au champ ne varie plus sensiblement.

3° *La force électromotrice d'aimantation des aciers augmente avec la température. Elle augmente d'autant plus que le champ magnétique est plus intense, et cette variation tend elle-même vers une limite déterminée.*

Les coefficients moyens de température entre 10° et 60° ont pour limite les valeurs suivantes dans un champ voisin de 30.000 gauss :

Acier ordinaire contenant 0,40 0/0 de carbone		0,00775
Acier de diverses proven. et de compositions diverses :	Plus petite valeur	0,00650
	Plus grande valeur	0,00780
Acier au nickel contenant 28 0/0 de nickel		0,00700
— — 36 0/0 —		0,00304
— — 40 0/0 —		0,00419
— — 45 0/0 —		0,00176

C'est l'acier au nickel à 45 0/0 de nickel qui m'a donné le plus petit coefficient.

4° L'acier irréversible contenant 22 0/0 de nickel et 3 0/0 de chrome ne donne aucune force électromotrice d'aimantation dans un champ de 30.000 gauss et à la température de 30°.

3° *Recherches sur le nickel.*

J'ai opéré sur divers fils de nickel provenant de la maison Basse et Selve, à Altena.

Avec ce métal, la force électromotrice parasite met un temps très long (souvent plusieurs jours) à se fixer, ce qui complique beaucoup les expériences. En outre, la force électromotrice d'aimantation, même dans les champs intenses, est faible et de l'ordre du millième de volt.

J'ai essayé différents acides, tels que l'acide acétique, l'acide oxalique, l'acide tartrique, l'acide citrique et l'acide chlorhydrique dilués. C'est encore l'acide acétique qui m'a donné les résultats les plus nets.

Voici les nombres obtenus dans la plus régulière de toutes mes déterminations :

$\mathcal{H}$	$\mathcal{E}$ à $t = 14°$	$\mathcal{E}$ à $t = 66°$
10.000	8×10^{-4} volts	7×10^{-4} volts
15.602	12 —	12 —
20.210	20 —	22 —
22.324	20 —	28 —
25.349	24 —	34 —
30.098	25 —	40 —

On voit que *la force électromotrice d'aimantation du nickel*, de même que celle du fer, *augmente avec la température*. Cette augmentation est d'ailleurs faible, comme cela résulte également de nombreuses déterminations que j'ai effectuées sur ce métal.

J'ai toujours observé que l'électrode aimantée était *positive* par rapport à l'électrode non aimantée.

4° *Recherches sur le bismuth.*

Les électrodes à la Wollaston étaient formées en aspirant du bismuth fondu dans des tubes de verre effilés.

J'ai opéré sur divers échantillons et avec des électrodes dont le diamètre variait entre $0^{cm},02$ et $0^{cm},08$.

J'ai également employé différents acides; mais, dans tous les cas, la force électromotrice parasite mettait un temps très long à prendre une valeur constante.

Les résultats les plus nets m'ont été fournis par une électrode de $0^{cm},03$ de diamètre plongeant dans la solution diluée d'acide acétique. Les forces électromotrices d'aimantation étaient très faibles et de l'ordre du dix-millième de volt.

Dans tous les cas, l'électrode aimantée était *négative* par rapport à l'électrode non aimantée.

Voici les nombres obtenus dans un champ de 30.000 gauss. J'ai fait, avec cet échantillon, cinq expériences dont la durée a été de trois jours.

1.......	$t = 12°,2$	$\mathcal{E} = 14 \times 10^{-4}$	volts
	$t = 48°,5$	6	—
2.......	$t = 12°$	17	—
	$t = 50°$	9	—
3.......	$t = 11°,8$	15,5	—
	$t = 46°$	8	—
4.......	$t = 11°$	15	—
	$t = 46°$	7	—
5.......	$t = 12°,5$	16	—
	$t = 48°$	9	—

La variation de la force électromotrice d'aimantation avec la température, variation qui n'est d'ailleurs appréciable que dans un champ voisin de 30.000 gauss, est très faible; mais on voit que :

La force électromotrice d'aimantation du bismuth diminue quand la température s'élève.

SUR LES PHÉNOMÈNES DE LA RÉTINE (1);

Par M. C. MALTÉZOS.

Je n'essaierai pas de rassembler tout ce qui est connu des phénomènes que nous donne la rétine, mais je communiquerai d'abord

(1) Résumé d'une étude lue au Congrès médical panhellénique, à Athènes (1901).

quelques observations personnelles, et puis je m'arrêterai aux fonctions d'un des éléments rétiniens (¹).

I. Description de quelques phénomènes. — *A*. Il y a longtemps que j'ai observé (cela d'ailleurs a dû attirer l'attention de beaucoup de gens) que, dans le cas où mes yeux sont fatigués par la vue des objets éclairés, la fatigue de la rétine s'affaiblit, et je sens un peu de soulagement quand je fixe des objets *verts*, par exemple la verdure du gazon ou du feuillage printanier des arbres (²).

Il va sans dire qu'il s'agit de couleurs vertes d'intensité moyenne.

Ce phénomène, dans la *théorie de perception des couleurs* de Young-Helmholtz, ne s'explique pas facilement, tandis qu'il peut s'expliquer plus aisément dans la *théorie de l'assimilation* de Hering. En effet, pendant la fatigue de la rétine, il y existe des éléments désassimilés, et, par la vue des objets verts, s'accélère l'action inverse, l'assimilation.

B. Un autre phénomène sur lequel j'attirerai l'attention est le suivant : Il est bien connu que, pour qu'une lumière soit perçue, il faut un minimum d'intensité lumineuse, le *minimum lumineux* de Charpentier. Dans l'obscurité ce minimum s'abaisse de la *fovea centralis* vers la périphérie, c'est-à-dire dans l'obscurité la rétine est plus sensible aux rayons lumineux à la périphérie qu'au centre.

Cela posé, je fais usage d'une lanterne de projection dans laquelle le foyer lumineux est la flamme d'une bougie, et, en projetant le faisceau passant par de petites ouvertures sur un écran, j'obtiens

---

(¹) Travaux consultés : 1° *la Physiologie* de Landois ; — 2° *l'Ophthalmologie* de Fuchs ; — 3° *la Monographie sur les phosphènes* de Serre (d'Uzès) ; — 4° le mémoire de Weinhold, *sur la Perception des couleurs* (*J. de Phys.*, 1878) ; — 5° le rapport de M. Charpentier, *sur les Phénomènes rétiniens*, publié dans le tome III des *Rapports du Congrès international de Physique*, 1900.

(²) Cette observation n'a pas échappé à Aristote. En effet, dans ses problèmes sous le titre *Ceux qui se rapportent aux yeux*, (Ὅσα περὶ ὀφθαλμούς), nous lisons le problème :

19. Διὰ τί τῇ ὄψει πρὸς μὲν τὰ ἄλλα ἀτενίζοντες χεῖρον διατιθέμεθα, πρὸς δὲ τὰ χλωρὰ καὶ ποώδη, οἷον λάχανα καὶ τὰ τούτοις ὅμοια, βέλτιον ; Ἢ ὅτι πρὸς μὲν τὸ λευκόν καὶ μέλαν ἥκιστα δυνάμεθα ἀτενίζειν (ἄμφω γὰρ λυμαίνεται τὴν ὄψιν), τὰ δὲ τοιαῦτα τῶν χρωμάτων μέσον ἔχει τούτων ; διὸ μετρίως τῆς ὄψεως διατιθεμένης οὐδ' ἐξαδυνατοῦμεν αὐτῇ, βέλτιον δὲ διατιθέμεθα.	Pourquoi, tandis que notre vue, fixée avec attention, se fatigue généralement, les objets de couleur vert pâle ou vert tendre, comme les herbes potagères, etc., la reposent-ils au contraire ? Serait-ce que ces couleurs sont comme moyennes entre le blanc et le noir, qu'il est surtout difficile de regarder avec fixité, car l'un et l'autre blessent la vue ? Il doit en effet y avoir entre ces

deux sensations un intermédiaire pour lequel la vue ne se fatigue plus, mais au contraire se repose.

dans l'obscurité des taches lumineuses distribuées sur un cercle. (Dans mon expérience l'intensité lumineuse de la tache centrale, de l'endroit d'où je l'observai, était $\frac{1}{50}$ de bougie environ.)

J'ai alors observé que, si je fixe mon attention sur une des taches lumineuses périphériques, cette tache, après quelque temps, paraît moins brillante, une partie de celle-ci s'éteint ; enfin toute la tache s'évanouit complètement. Après quelque temps, la perception de la lumière revient, pour s'éteindre de nouveau, et ainsi de suite. *On peut donc dire qu'il existe une espèce d'oscillation de la valeur du minimum lumineux*, dans le temps, les autres facteurs restant les mêmes. Ce phénomène a été observé par tous ceux à qui je l'ai indiqué.

Pendant le temps de cette oscillation, le périmètre de la tache est confus et varie, tandis que les taches perçues par la vue périphérique ne paraissent pas s'éteindre. On peut diminuer à volonté la phase de la disparition de la tache observée par la vue centrale, par le mouvement de l'œil ou le clignotement des paupières.

Dans une autre observation, où il y avait quelques faibles images du bec de gaz de la rue, formées sur le mur d'une chambre dans l'obscurité, et disposées en série verticale, l'intensité lumineuse était presque de $\frac{1}{100}$ de bougie ; alors le phénomène précité commence dès le premier moment de l'observation, et il est plus complet.

Ce phénomène de variation du minimum lumineux est dû, pensons-nous, à la réaction antagoniste de la partie centrale de la rétine (où il n'existe que des cônes).

Ce que j'observe en fixant mon attention devant moi, dans l'obscurité complète (et cela après avoir passé plusieurs heures dans l'obscurité), est que, dans la partie centrale du champ visuel, on distingue souvent, *confusément*, une très faible tache lumineuse, qui se rétrécit par une couronne obscure venant de la périphérie, et alors la tache devient un peu moins faible, comme si la lumière confuse éprouvait une concentration de peu de durée. Mais le plus souvent le phénomène est tout à fait irrégulier. *Il doit donc*, pensons-nous, *se faire dans la partie des cônes par excellence quelques mouvements ou transformations extrêmement faibles de ces bouts du nerf optique excités par le cerveau*, quand on fixe l'attention sur la partie centrale du champ optique, lesquelles se superposent aux très faibles impressions lumineuses extérieures.

C. Aux observations précédentes nous ajouterons celle qui suit. Il est bien connu que, si on regarde une vive lumière et qu'on ferme ensuite les yeux ou qu'on les fixe sur un endroit obscur, on obtient l'*image consécutive positive*. Cette image s'affaiblit peu à peu, et l'affaiblissement a lieu plus vite à la périphérie de façon que cette image devient moindre en grandeur. Enfin, comme on sait, on aura l'image négative. Les différents yeux se comportent différemment par rapport à ces images. Plus la rétine ou, plutôt, plus les différentes parties du nerf optique, qui prennent part au fonctionnement de la vue, recouvrent aisément leur état primitif, plus l'image consécutive est faible et de moindre durée.

Or ce sur quoi je veux attirer l'attention est le phénomène suivant: *Le même œil, sous les mêmes conditions d'éclairement, dans le même temps, se comporte différemment par rapport à l'image consécutive. Qu'on regarde, par exemple, fixement et avec attention la flamme d'une bougie, on n'observera aucune image consécutive, ou on en obtient une très faible*, tandis que peu après, en regardant la flamme *distraitement*, c'est-à-dire *sans lui donner son attention, on obtiendra une image consécutive assez forte.*

Cette nouvelle observation est conforme à la précédente et prouve que, *si le cerveau porte son attention exclusivement sur le phénomène optique, les parties du nerf optique qui se trouvent dans la région centrale acquièrent une plus grande élasticité*, ou le degré de leur pouvoir de restitution augmente.

On peut par ce phénomène expliquer une des maladies de l'œil, l'*amblyopie par anopsie* (défaut d'usage). Cette maladie se manifeste lorsque, depuis la plus tendre jeunesse, un œil est le siège d'un trouble visuel qui empêche la formation sur la rétine d'images nettes. Au nombre de ces troubles se range le strabisme d'un œil depuis l'enfance, parce que, d'après Fuchs, la perception des images formées dans cet œil est gênée, supprimée, et l'œil exclu volontairement de la vision; en d'autres termes, *le cerveau ne porte son attention que sur l'image de l'œil normal*, tandis que l'œil strabique n'est pas capable de réagir contre les fortes impressions, et enfin il souffre d'une espèce de paralysie, son élasticité étant affaiblie, et si, plus tard, le strabisme cesse, la rétine ne peut plus reprendre son pouvoir normal.

II. Transformations dans la rétine pendant la vision. — La lumière tombant sur la rétine excite les divers éléments du nerf

optique. Cependant les fibres du nerf optique ne sont pas directement excitées par la lumière. Mais celle-ci agit sur les bouts du nerf optique, les *cônes* et les bâtonnets, ainsi que sur quelques autres éléments de la rétine. En effet il s'y fait par l'action de la lumière trois espèces de transformations.

1° *Transformations chimiques.* — Kühne a montré que, sous l'action de la lumière, il se forme sur la rétine des images photographiques qui s'évanouissent peu à peu. Alors, en outre des autres réactions chimiques, le pourpre rétinien, sécrété par les cellules pigmentaires et occupant les articles externes des bâtonnets, est décoloré par la lumière et régénéré dans l'obscurité ;

2° *Transport de matière.* — Les cônes et les bâtonnets sont en contact avec la couche pigmentaire, et dans les espaces entre les cônes et les bâtonnets sont les prolongements des cellules pigmentaires. La lumière attire le pigment hors des cellules hexagonales, comme cela a été constaté chez les oiseaux, les mammifères et l'homme ; ce déplacement commence avant la décoloration du pourpre ;

3° *Transformations mécaniques.* — Sous l'action de la lumière, les articles externes des bâtonnets se gonflent ; de même pour les cônes. Ce phénomène a lieu en même temps dans les deux yeux, même dans le cas où on n'éclaire que l'un d'eux. De même, les articles internes des cônes ainsi que les grains isolés se transforment par la lumière.

La migration du pigment entre les cônes et les bâtonnets forme une couche insensible à la lumière et *diminue leurs sections*. Et il n'est pas improbable que d'autres transformations aient lieu, des torsions par exemple, puisque d'ailleurs les uns présentent des stries longitudinales et les autres des stries transversales.

Je n'entrerai pas ici dans la discussion des théories proposées pour la *perception lumineuse* et la *perception chromatique*, et qui sont celles de Young-Helmholtz, de Hering, et de Weinhold. Mais je pense qu'aucune de ces théories n'explique les mouvements vibratoires et la transmission des oscillations sur la rétine, étudiées par Charpentier, ainsi que d'autres phénomènes, entre lesquels ceux signalés précédemment (B et C).

Mais, en terminant, je pense qu'il n'est pas sans intérêt de discuter spécialement l'un des effets de la lumière sur la rétine, le transport du pigment épithéliaire. Nous avons vu que, sous l'influence de la lumière, le pigment migre entre les cônes et les bâtonnets ; qu'après

cette migration le pourpre rétinien blanchit ; que les cônes sont pressés par cette substance, l'épaisseur de la couche migrante pouvant s'élever à 1 — 1,5 micron. Et, comme un laps de temps est nécessaire pour la migration, de même le mouvement inverse ne se fait pas instantanément. Ces mouvements ne se font, *croyons-nous*, que par le moyen des cônes et des bâtonnets ; cette hypothèse peut être fortifiée par l'existence d'une maladie bien connue, l'atrophie à marche lente de la rétine, appelée *dégénérescence pigmentaire*.

Cette dégénérescence graduelle est accompagnée le plus souvent d'une migration du pigment, qui occupe la rétine constamment. Elle débute à la périphérie et se rapproche du centre. Dans la même mesure, les fonctions rétiniennes baissent, les parties de la rétine envahies deviennent d'une sensibilité obtuse, mais se laissent encore exciter par une vive lumière ; plus tard, elles perdent toute excitabilité. Dans quelques cas de cette maladie, la migration du pigment ne s'observe pas. Lorsque, après longtemps, la rétine est devenue entièrement atrophique, elle n'est plus formée que par un tissu réticulé provenant de la trame rétinienne et contenant des cellules pigmentaires, mais dont les éléments nerveux ont disparu sans laisser de traces.

Il résulte de cette description que, quand l'atrophie progressive du nerf optique a commencé à envahir quelques cônes et bâtonnets, ceux-ci ou ne sont plus capables de provoquer cette migration, ou, le plus souvent, ne sont pas capables de réagir pour rendre aux choses leur état primitif.

Il y a plus. L'existence du pigment épithéliaire n'est pas indispensable pour la vision ; en effet les *albinos* sont privés du pigment épithéliaire, et pourtant ils ne sont pas aveugles.

De cette discussion on peut conclure, pensons-nous, que *le pigment épithéliaire sert aussi comme frein aux grands et, par conséquent, périlleux mouvements des bouts du nerf optique, en opposant un frottement à leurs mouvements*, comme le montrent les yeux des albinos, qui voient sous une faible illumination, en souffrant de la photophobie.

Il serait désirable, pour comprendre le fonctionnement de la vision, que ceux qui ont à leur disposition des albinos voulussent bien étudier les phénomènes de la vision dans ce cas particulier, surtout au point de vue des phosphènes du minimum, visuel, de la perception chromatique et des images consécutives.

VASE A TROP-PLEIN ;

Par M. G. DELVALEZ.

Il suffit de mettre, sur un bouchon (*fig.* 1) convenablement coupé, reposant par une entaille sur la paroi d'un vase quelconque, un

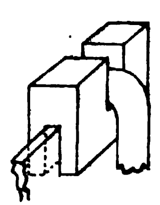


Fig. 1.

siphon d'un demi-centimètre de diamètre environ, la branche courte étant au dehors.

Les précautions habituelles seront prises pour que l'appareil revienne à son état primitif dans chaque expérience ; en particulier, avant de l'utiliser, on y versera plusieurs fois un volume d'eau à peu près égal à celui qui s'écoulera dans la mesure.

Avec un siphon court et gros, l'équilibre s'établit très vite. Le vase ayant $6^{cm},5$ de diamètre, quinze secondes suffisent pour la sortie de 25 centimètres cubes d'eau, et le jet est continu, sauf vers la fin, où il s'écoule 4 ou 5 gouttes.

Applications. — 1° Vérification des principes d'Archimède et des corps flottants ;

2° *Détermination des densités.* — *Solides plus denses que l'eau :* On voit aisément comment on déterminera leur volume. On aura soin de mettre au fond du vase une torsade de fils de fer pour amortir le choc. L'expérience est rapide ; le corps peut être volumineux, et enfin il est possible, sans déranger l'appareil, de trouver successivement le volume de plusieurs corps.

Exemple :

Soufre en canons : 1,98 ; Marbre : 2,65 ; laiton : 8,18.

Corps solubles dans l'eau. — Rien à changer. On aura, comme cause d'erreur, la différence entre le volume du solide dissous en

quinze ou vingt secondes et la variation du volume de l'eau qui en résulte, c'est-à-dire quelque chose de négligeable.

Exemple :

Alun de potasse : 1,73 ; Alun d'ammoniaque : 1,62 ; Sucre : 1,60 ; Sel fondu : 2,15.

Corps plus légers que l'eau. — On les maintient sous l'eau grâce à un support qui s'y trouve d'une façon permanente.

Exemple :

Buis.................... densité 0,92

Cas de la glace. — L'eau de l'appareil est alors à 0°, la balance est dans une pièce où la température est voisine de 0° ; la glace est tarée, enveloppée de papier à filtre. On l'essuie avec ce papier et on la plonge immédiatement dans le vase à trop-plein. Son poids était voisin de 15 grammes.

Résultat :

$$0{,}919 \pm 0{,}001.$$

Cas des liquides. — Un corps flottant chasse un poids de liquide rigoureusement égal au sien. On en cherchera le volume. Si le liquide est dangereux, on étirera en tube étroit la partie moyenne du siphon, et il s'amorce alors par capillarité.

3° *Phénomènes capillaires.* — En versant goutte à goutte de l'eau dans le vase, on produit un ménisque convexe qu'on peut projeter pour montrer la formation des gouttes. Pour cette raison, le volume du solide dans les expériences citées plus haut doit être supérieur à une limite valant 5 centimètres cubes environ pour l'appareil signalé.

On pourra aussi faire l'inverse et essayer de désamorcer le siphon.

Dans les deux cas, l'équilibre cesse si on approche du ménisque une baguette trempée dans l'éther.

Enfin l'appareil permet de trouver le rapport de deux tensions superficielles :

En effet : rendons le ménisque plan, puis désamorçons le siphon. Il faut pour cela faire couler une hauteur h de liquide. L'équation d'équilibre du ménisque sera :

$$2\pi r A = \pi r^2 h d g + p,$$

p étant la pesanteur du liquide qui remplirait le ménisque.

Pour un deuxième liquide :

$$2\pi r A' = \pi r^2 h' d' g' + p' ;$$

d'où approximativement :

$$\frac{A}{A'} = \frac{h'd'}{hd} = \frac{Shd}{Sh'd'} = \frac{P}{P'},$$

S désignant la surface utile du vase; P et P', les poids de liquide écoulés.

On a un double intérêt à faire r aussi petit que possible.

S'il égale à peu près 1/5 de millimètre, h, dans le cas de l'eau et des solutions salines, est voisin de 6 centimètres, et l'approximation vaut 10.000.

Appareil. — Une tige de thermomètre est courbée en forme de siphon, *fig.* 2 ; on taille la petite branche en tronc de cône à la meule

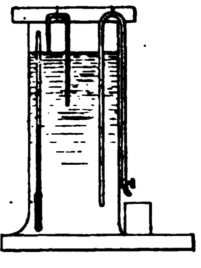


Fig. 2.

et, avec une lime douce, on dresse l'extrémité. Le vase est un cylindre de 65 millimètres de diamètre.

Un support transversal reposant sur ses parois permet d'installer le tube verticalement. Un siphon à robinet descendant jusqu'au fond du vase permettra de faire couler le liquide.

Expérience. — L'appareil étant installé, il faut rendre le ménisque plan. Or, ceci n'arrivant que s'il est à la hauteur de la surface libre, il suffit d'installer le siphon tout entier dans le vase et de hausser la surface libre jusqu'à ce qu'elle touche la pointe du tube capillaire. On verse pour cela le liquide goutte à goutte, le long du gros siphon. Cela fait, on tourne le robinet d'écoulement, très peu vers la fin, jusqu'à ce que le désamorcement commence. Puis aussitôt on verse du liquide pour faire redescendre le ménisque et on procède à la pesée.

La série de mesures faite, on remplit l'appareil du nouveau liquide et, pour que le siphon capillaire soit bien mouillé par lui, on laisse pendre la grande branche à l'extérieur, la crosse du siphon plongeant dans le bain, de telle façon qu'il s'y produise un courant de liquide que l'on prolonge pendant toute la nuit. Le lendemain, on procède aux mesures.

Résultats. — A et A′ sont les tensions de l'eau et de la solution saline.

Solution de chlorure ferrique.....	60 gr.	dans 1 litre d'eau			$\frac{A'}{A} = 1{,}024$
— chlorure de sodium...	100	—	—		$\frac{A'}{A} = 1{,}054$
— — ...	50	—	—		$\frac{A'}{A} = 1{,}025$
— sucre................	250	—	—		$\frac{A'}{A} = 1{,}081$

Température............... $13° \frac{1}{2}$.

SUR LA RÉSISTANCE ÉLECTRIQUE D'UN CONDUCTEUR MAGNÉTIQUE OU DIAMAGNÉTIQUE PARCOURU PAR UN COURANT VARIABLE ET PLACÉ DANS UN CHAMP MAGNÉTIQUE;

Par M. G. SAGNAC.

M. G.-C. Simpson a publié (*Phil. Mag.*, 6e série, t. II, p. 300, septembre 1901) un mémoire analysé dans ce *Journal* (p. 716 du tome X, 1901), *Sur la résistance électrique du bismuth aux courants variables dans un champ magnétique intense* la résistance du bismuth varie, dans ces conditions, avec la phase du courant. C'est le phénomène découvert par M. Sadovsky, après que M. P. Lenard eut montré que la résistance du bismuth placé dans le champ magnétique est plus grande pour le courant oscillant que pour le courant constant (P. Lenard, *Wied. Annalen*, t. XXXIX, p. 619-646; 1890; et *Journal de Physique*, 2e série, t. X, p. 569; 1891; — A. Sadovsky, *Journal de la Société physico-chimique russe*, t. XXVI, n° 2; 1894, et *Journal de Physique*, 3e série, t. IV, p. 186-192, n° 2; 1895). A la suite de l'analyse du mémoire de M. A. Sadovsky, dans ce *Journal* (*loc. cit.*, p. 192-193), j'ai interprété d'une manière générale les variations apparentes de résistance d'un conducteur magnétique ou diamagné-

tique, placé dans un champ magnétique, qui accompagnent les variations du courant électrique [je renvoie, pour plus de détails, à mon article de *l'Eclairage électrique* (t. IV, p. 66-73; 1895), *Sur la résistance au courant variable*]. Je rappelle seulement qu'une variation apparente r de résistance est produite à chaque instant suivant la loi :

$$r = \frac{f'(i)}{i^2} \frac{di}{dt},$$

Si le passage du courant variable i dans le conducteur entraîne l'existence d'une énergie représentée à chaque instant par $f(i)$; tout se passe comme si l'on avait une force contre-électromotrice de valeur :

$$e = \frac{f'(i)}{i} \frac{di}{dt}.$$

L'énergie $f(i)$ peut être, en particulier, l'énergie de self-induction proprement dite (ou énergie d'aimantation du milieu ambiant), l'énergie de self-induction magnétique ou diamagnétique (énergie d'aimantation du conducteur magnétique ou diamagnétique). — Enfin, l'énergie d'aimantation circulaire, acquise par le conducteur sous l'influence du courant qui le parcourt, peut entraîner dans ses variations d'importantes variations de l'énergie d'aimantation transversale du même conducteur placé dans un champ magnétique intense [1]. Aux influences précédentes, on pourrait ajouter, spécialement dans le cas du bismuth, les phénomènes qui dépendent des mêmes causes que l'effet Hall.

---

[1] L'influence des variations de l'aimantation circulaire d'un fil parcouru par un courant alternatif sur l'aimantation transversale du même fil placé normalement aux lignes de force d'un champ magnétique est connue dans le cas du fer (Villari, *Il Nuovo Cimento*, t. XXXIII, pp. 152, 193 et 241; t. XXXIV, p. 49; — et *Journal de Physique*, 3e série, t. III, pp. 575-577; 1894). Avant M. Villari, les réactions mutuelles de deux aimantations de directions perpendiculaires ou différentes avaient été étudiées par Wiedemann, par Siemens. Voir aussi à ce sujet P. Janet (Thèse de doctorat, 1890, et *Comptes Rendus*, t. CVIII, p. 398; 1889).

Giuseppe ZETTWUCH. — Ricerche sul « bleu del cielo » (Recherches sur le bleu du ciel). — Thèse de Doctorat de l'Université de Rome.

Ce mémoire, de 44 pages, débute par un historique très détaillé (p. 5-30) de la question du bleu du ciel avec l'analyse des principaux mémoires qui s'y rapportent [1].

L'auteur s'est proposé de soumettre à l'expérience la loi, énoncée par lord Rayleigh, d'après laquelle la diffusion par le ciel choisit les diverses radiations solaires proportionnellement à l'inverse de la quatrième puissance de la longueur d'onde. Il a comparé, à cet effet, la lumière solaire et la lumière envoyée par la région zénithale du ciel bleu en les faisant tomber respectivement sur les moitiés inférieure et supérieure de la fente collimatrice d'un spectrophotomètre, constituées pratiquement par deux fentes de largeur indépendamment variable. L'intensité de la lumière solaire était rendue comparable à celle de la lumière reçue du ciel bleu en plaçant une petite lentille à court foyer assez loin en avant de la fente, de manière à faire diverger le faisceau solaire avant son arrivée sur la fente. La comparaison des deux spectres contigus du soleil et du ciel bleu se faisait successivement pour les régions des raies c, D, b_1, F, en faisant varier la largeur de la fente éclairée par la lumière solaire de manière à obtenir l'égalité d'éclat des deux régions correspondantes des deux spectres contigus, régions qui se trouvaient convenablement isolées par un diaphragme rectangulaire. Dans cette méthode de comparaison,

---

(1) Voici, parmi les mémoires sur le bleu du ciel et sur les milieux troubles, ceux qui paraissent les plus intéressants à consulter :

Discussion des anciennes théories :

Clausius, *Pogg. Ann.*, t. LXXVI, p. 161; — Brücke, *loc. cit.*, t. LXXXVIII, p. 363; — Clausius, *loc. cit.*, p. 534; 1853; — Brewster, *Phil. Mag.*, t. XXX, p. 174; 1865.

Diffusion par les milieux troubles, imitation et théorie du bleu du ciel :

Tyndall, *Proc. Roy. Soc.*, t. XVII, p. 223; — *Phil. Mag.*, t. XXXIV, p. 384; — *les Mondes*, t. XIX, p. 167; 385; 415; — W. Strutt (lord Rayleigh), *Phil. Mag.*, 4e série, t. XLI, p. 107; — Wild, *Bulletin de l'Acad. Imp. de Saint-Pétersbourg*, t. XXI, p. 346; — Vogel, *Berliner Monatsberichte*, année 1880, p. 801; — Crova, *Ann. de Chimie et de Physique*, 5e sér., t. XIX et XXI; — Hurion, *Comptes Rendus*, t. CXII, p. 1431; 1891; — Stark, *Wied. Ann.*, t. LXII, n° 10; — Compan, *Comptes Rendus*, t. CXXVIII, p. 1226; — Bock, *Wied. Ann.*, n° 8; 1899; — Hernter, *Naturw. Rundschau*, juillet 1899 et *Sitzungsber. der K. Akad. d. Wiss. in Wien*, t. XII, p. 163; — Lord Rayleigh, *Phil. Mag.*, avril 1899, et *Nature*, t. LX, p. 64; 1899; — Quirina Majorana, *Phil. Mag.*, t. I, p. 555; 1901; — cf. aussi Mascart, *Traité d'Optique*, t. I, p. 339.

l'intensité varie, quelle que soit la région spectrale étudiée, proportionnellement à la fente.

Les observations poursuivies pendant un an à Rome ont montré que la puissance n de l'inverse de la longueur d'onde qui doit, pour représenter les résultats obtenus, remplacer la puissance 4 indiquée par la loi de lord Rayleigh, est inférieure à 4, et d'autant plus que la distance zénithale du soleil est plus faible. Mais n s'approche beaucoup de 4 quand la distance zénithale du soleil s'approche de 90° et que le ciel est serein. L'auteur conclut en faveur[1] de la théorie de lord Rayleigh. G. SAGNAC.

FRANCK-W. VERY. — Atmospheric radiation (Radiation atmosphérique). — *U. S. Wether Bureau*, 1900.

Dans ce mémoire, M. Frank Very s'est proposé de déterminer, à des températures peu élevées, les lois du rayonnement et de l'absorption de l'air, de l'acide carbonique et de la vapeur d'eau.

Les mesures ont été faites avec un bolomètre à bandes minces de platine, construit d'après les plans primitifs de Langley, et avec un galvanomètre astatique dont l'aiguille était formée de vingt cylindres creux d'acier très dur. La première partie du mémoire est consacrée à la discussion du fonctionnement de ces appareils et des meilleures dispositions à leur donner, et à l'exposition des méthodes de réduction des observations et des procédés employés pour vérifier la sensibilité de l'instrument pendant toute la durée de cette étude qui s'est prolongée pendant près de huit ans.

Plusieurs méthodes furent employées pour isoler devant le bolomètre le gaz dont on voulait mesurer le rayonnement. Dans la première, deux cylindres creux de $1^m,25$ de long, entourés de manchons pleins d'eau à des températures différant de 60 à 80° venaient se placer alternativement entre le bolomètre et un réflecteur sphérique à température constante, dont le centre de courbure se

(1) L'auteur aurait sans doute obtenu des résultats moins variables, si, au lieu d'observer le ciel bleu dans la direction du zénith, il avait observé dans le vertical du soleil, à 90° du soleil; dans cette direction le bleu du ciel est généralement plus pur et l'influence des brumes réduite au minimum; au contraire, le bleu est moins pur au zénith, et il dépend alors de la distance *maintenant variable* qui sépare le soleil de la région du ciel étudiée.

trouvait sur les bandes, et qui fermait complètement l'espace laissé libre au-devant d'elles par les diaphragmes de la chambre antérieure du bolomètre et de la chambre à air. Les températures étaient données par des thermomètres placés dans la chambre à air, en dehors du champ des bandes du bolomètre.

Dans la deuxième méthode, le bolomètre était pointé sur un écran froid devant lequel s'élevait une colonne d'air chaud qui s'échappait d'une chambre de bois prismatique placée au-dessus d'une bouche de calorifère. L'ouverture de la chambre de bois pouvait être modifiée par des panneaux à glissières ; elle avait la forme d'un rectangle dont les dimensions pouvaient atteindre 41cm × 18 centimètres. La connaissance du gradient thermométrique horizontal de la colonne d'air permettrait d'en calculer la température moyenne, qui dépassait celle du bolomètre d'environ 40°.

La première disposition expérimentale avait permis de faire des mesures à des températures et à des tensions hygrométriques très différentes ; et la seconde, d'opérer sur des colonnes d'air d'épaisseurs variables ; la disposition suivante permit de modifier aussi la pression et la nature du gaz. Un cylindre de fer de 31 centimètres de diamètre et de 152 centimètres de longueur, pouvant être fermé hermétiquement, reçoit le gaz à étudier (air, acide carbonique, vapeur d'eau). Une de ses bases est munie d'une fenêtre formée d'une lame épaisse de sel gemme, à travers laquelle peut se transmettre le rayonnement du gaz intérieur ; l'autre, d'une boîte à étoupes dans laquelle glisse une tige d'acier supportant un plateau de cuivre recouvert de noir de fumée. C'est ce plateau qui limitait la colonne rayonnante, et, comme sa température et son pouvoir émissif restaient toujours les mêmes, on pouvait éliminer l'effet de son rayonnement en le plaçant à différentes distances. Le cylindre était chauffé par quatre becs bunsen indépendants, et un manchon de fer-blanc maintenait autour de tout l'ensemble une gaine d'air chaud.

Dans une quatrième série d'expériences, M. Frank Very a comparé le rayonnement de jets de vapeur, de 1/2 pouce de diamètre, à des jets semblables d'air sec, et des jets d'air pur à des jets d'air mêlé de poussières et de corps étrangers.

Il résulte de ces recherches que, pendant quelques mètres, le rayonnement de l'air sec, débarrassé d'acide carbonique, augmente proportionnellement à l'épaisseur. Le rayonnement d'une couche de 1 mètre d'air sec et pur à une température de 50° C., et à une

pression de 775 millimètres sur de l'air à 0°, est de 0,00068 radim [1], ce qui correspond à une transformation et à un transfert d'énergie thermique de 0,00068 petite calorie par seconde à travers chaque centimètre carré de surface. Une couche d'acide carbonique à la même température, et à la même pression, rayonne 3,5 fois plus (0,00238 radim). C'est, d'ailleurs, le rayonnement maximum de l'acide carbonique à cette température ; sous des épaisseurs plus grandes, l'absorption doit, par suite, équilibrer l'émission. Le rayonnement d'une couche de vapeur d'eau de 5 pieds d'épaisseur, à une pression de $\frac{1}{6}$ d'atmosphère, vaut deux fois et demie celui de la même couche d'air sec à la température de l'eau bouillante et est égale aux huit dixièmes de celui d'un corps solide noir. Pour de petites épaisseurs, le pouvoir émissif de la vapeur d'eau est relativement plus grand ; un jet de vapeur rayonne 4 fois plus que le même jet d'air, et ce rapport serait sans doute bien augmenté, si l'air était plus sec. Il n'y a pas de différence appréciable entre le rayonnement de l'air pur et celui d'une petite masse d'air enfumée ; il ne faut donc pas trop se fier à la protection d'une couche de fumée contre la gelée, d'autant plus que de fines particules de charbon ne pourraient qu'accroître le pouvoir rayonnant de l'air et, par conséquent, rendre la protection encore moins efficace.

Il n'y a pas de raison de douter que le rayonnement d'une couche d'épaisseur modérée d'air homogène, à une température donnée, ne dépende du produit de l'épaisseur par la densité, c'est-à-dire ne reste le même quand la température et la pression varient en sens inverses. Au contraire, l'absorption d'une masse donnée de vapeur d'eau est plus petite quand elle est distribuée à travers un grand volume d'air que quand elle est concentrée. Le phénomène doit tenir à des raisons moléculaires ; une variation réciproque de la pression et de la densité n'affecte pas le nombre de molécules engagées dans le rayonnement d'un corps homogène, mais la dilution dans d'autres substances implique une répartition de l'énergie parmi des molécules dont les propriétés rayonnantes et absorbantes sont dissemblables.

De tous les corps composant l'atmosphère, la vapeur d'eau est celui qui absorbe le mieux les radiations terrestres. Mais, prises en

---

(1) Pour la définition du radim, voir : *The probable range of Temperature on the Moon*, par Franck.-W. Very (*Astrophysical Journal*, vol. VIII, p. 271 ; déc. 1898).

grandes masses, ces substances ne diffèrent pas autant qu'on pourrait le croire, et, suivant l'épaisseur ou la température de la couche absorbante, celle qui joue le principal rôle est tour à tour la vapeur d'eau, l'acide carbonique ou les gaz permanents. L'épaisseur de gaz qui donne le rayonnement maximum est une quantité tout à fait insignifiante par rapport aux dimensions de l'atmosphère. Aussi le rayonnement de l'atmosphère terrestre ou de la chromosphère solaire est un phénomène purement superficiel. C'est ce que montre la finesse des lignes de la chromosphère ; c'est aussi ce qui permet à l'atmosphère terrestre de jouer le rôle de conservateur d'énergie thermique, en empêchant les énormes changements de température qui se produiraient à la surface de la terre, si le rayonnement pouvait se propager sans encombre à travers toute l'épaisseur de l'air.

Jules Baillaud.

George-K. BURGESS. — Recherches sur la constante de gravitation. — Thèse de l'Université de Paris ; 1901.

Malgré l'ingéniosité et les longs travaux des nombreux savants qui ont mesuré par les méthodes les plus diverses la constante de la gravitation, cette mesure est susceptible de perfectionnements et de plus de précision.

C'est un de ces perfectionnements qui constitue l'originalité du travail de M. Burgess.

De toutes les méthodes employées, c'est à la balance de torsion qu'on s'accorde à reconnaître le plus de précision et de sensibilité. Mais, dans une pareille balance, la sensibilité est limitée par la force portante du fil de suspension. MM. Cornu et Baille ont démontré, en 1873, que la sensibilité est la même, toutes choses égales d'ailleurs, pour des systèmes semblables, quelles que soient leurs dimensions et leur poids.

D'ailleurs, entre les expériences de Cavendish qui opérait avec un levier de 180 centimètres et celle de M. Boys, dont le levier atteignait à peine 2 centimètres, il y a eu de nombreux intermédiaires.

Mais si, par une méthode convenable, on se sert du fil de torsion, uniquement comme couple moteur, en faisant supporter presque tout le poids par un système auxiliaire, les limites de sensibilité se trouveront considérablement reculées.

M. Poynting, en vue d'autres recherches, avait déjà essayé, sans

succès du reste, de faire supporter le poids du système suspendu par un bain liquide.

Conseillé par M. Lippmann, M. Burgess a repris cette méthode. Avec une patience et une habileté très grandes, il a successivement étudié les meilleurs moyens d'assurer, d'une part, une parfaite mobilité d'une tige de verre perçant une surface de mercure par rapport à cette surface.

D'autre part, il est arrivé à maintenir cette surface liquide parfaitement propre en la recouvrant d'une couche mince d'eau acidulée avec de l'acide sulfurique.

Enfin, avec des écrous appropriés, il a pu soustraire son bain aux variations de température, évitant ainsi tous les inconvénients des courants de convection.

Il a pu alors faire supporter par un flotteur immergé dans ce mercure deux sphères de plomb pesant chacune 2 kilogrammes, attachées à un levier horizontal de 12 centimètres de long.

Le fil de torsion (en quartz), dont le couple était mesuré séparément, ne supportait plus que quelques grammes.

Dans ces conditions, les déviations obtenues par l'action de sphères attirantes pesant seulement 10 kilogrammes étaient considérables.

Une déviation de 40° environ du levier portant les masses attirantes entraîne une déviation de plus de 6° pour le levier suspendu.

On voit de suite que la précision possible est en quelque sorte illimitée.

Malheureusement M. Burgess, dont le temps était très limité, n'a pu faire que trois déterminations.

Il s'attache à montrer que la précision à laquelle il pouvait prétendre était au moins de 0,001.

Il ne semble pas que le petit nombre des expériences faites soit en rapport direct avec une telle approximation.

C'est à des mesures ultérieures, que l'auteur se propose de faire avec sa méthode encore perfectionnée, qu'on pourra peut-être demander la troisième décimale de la valeur du coefficient K, et, en tous cas, une certitude plus grande au sujet des deux premières décimales, pour lesquelles la moyenne actuelle est de 5,52 avec des écarts de ± 0,15 environ.

V. Crémieu.

M. MEYER WILDERMANN. — On the Velocity of Reaction before Complete Equilibrium (Sur les vitesses de réaction avant l'équilibre complet et le point de transition). — *Philos. Mag.*, p. 50-92, t. II, juillet 1901.

1° Les équations de Gibbs relatives à un système formé de différentes matières composantes conduisent à énoncer les résultats suivants : la condition nécessaire et suffisante pour que l'équilibre thermique et mécanique soit atteint est que la température et la pression soient les mêmes dans toute la masse. La condition nécessaire et suffisante pour que l'équilibre chimique soit atteint est que, pour chacune des substances composantes, le potentiel soit le même dans toute la masse.

M. Meyer Wildermann appelle surtout l'attention sur les phénomènes de « réaction » tendant à ramener l'équilibre. Ce sont les plus fréquents dans la nature, où les conditions d'équilibre définitif sont rarement réalisées.

Par l'introduction dans les équations de Gibbs des potentiels relatifs à la pesanteur, au magnétisme et du potentiel cinétique, outre le potentiel chimique, l'auteur généralise ces équations, qui supposaient le système indépendant de la pesanteur et soustrait à toute énergie étrangère ; il peut ainsi énoncer les conditions de possibilité des « réactions » thermiques, mécaniques et chimiques : en particulier, il montre que si, dans un système, les différentes composantes indépendantes sont affectées de plus d'un potentiel, la condition nécessaire et suffisante pour qu'il y ait réaction est que la somme de tous les potentiels de chacune de ces composantes ne soit pas constante dans toute la masse.

Le but de ce travail était d'étudier les vitesses des réactions thermiques, chimiques, mécaniques avant que l'équilibre soit atteint. La vitesse avec laquelle l'équilibre mécanique est atteint dans un système homogène ou hétérogène doit être soumise à une loi analogue à celle de Newton pour le refroidissement :

$$\frac{dp}{d\tau} = C\Sigma\,(p_0 - p).$$

L'étude de la vitesse pour l'équilibre chimique est plus difficile. Si de nombreuses expériences ont éclairci la question dans le cas des systèmes homogènes, le cas des systèmes hétérogènes est peu connu, et des expériences très précises s'imposent en s'appuyant sur la loi

des phases. M. Wildermann s'est proposé d'étudier les vitesses de réaction avant « l'équilibre complet » et « le point de transition » ;

2° Déjà antérieurement il a étudié par la méthode Gernez-Moore, en se servant d'un thermomètre à mercure très sensible, les vitesses de solidification des liquides ou des solutions refroidies au-dessous de leur point de congélation (phénol et solutions de phénol dans l'eau), vitesses de réactions avant l'équilibre entre la solution solide et la solution liquide du phénol et du métacrésol, les vitesses de cristallisation pour l'eau et les solutions aqueuses, l'acide acétique et les solutions dans l'acide acétique, les vitesses de fusion des corps solidifiés au milieu du liquide, comme la glace dans l'eau et les solutions aqueuses, enfin les vitesses de cristallisation des solutions sursaturées. Pour tous ces phénomènes, la loi de Newton généralisée semble s'appliquer approximativement. Mais les températures au voisinage du point de fusion sont difficiles à déterminer. Aussi l'auteur, dans des expériences récentes, a-t-il cherché à augmenter la précision de ses mesures ;

3° La grosse difficulté était d'avoir un thermomètre assez précis pour mesurer la température à 0°,0001 ou 0°,0002 près et fournissant des indications instantanées à $\frac{1}{50}$ de seconde près. L'auteur a employé un thermomètre à fil de platine avec compensateur, comme dans la disposition de Callendar. Ce thermomètre consiste en un fil de platine enroulé sur deux plaques de mica croisées à angle droit, à la façon d'une résistance ; il est placé avec un fil compensateur dans l'une des branches d'un pont de Wheatstone, dont les autres branches sont formées de résistances maintenues à température constante. Le galvanomètre utilisé était un galvanomètre astatique très sensible de lord Kelvin, dont les déviations, sous l'influence des variations de température du fil thermométrique, étaient enregistrées sur le papier photographique d'un chronographe ;

4° Par ce procédé, l'auteur a étudié les vitesses de solidification de la glace, de fusion de la glace dans l'eau et de cristallisation des sels dans leurs solutions sursaturées, et obtenu photographiquement une soixantaine de courbes. Ces courbes ont même allure générale et présentent un point d'inflexion. Les parties concaves et convexes sont à peu près logarithmiques.

Elles permettent d'étudier les vitesses de réaction au voisinage de l'équilibre et d'énoncer le résultat général suivant :

Dans un système hétérogène, la vitesse de réaction est directement proportionnelle à l'écart du système du point d'équilibre et aussi à la surface du solide (glace ou sel) en contact avec le liquide (ou en général à la surface de contact des parties réagissantes du système hétérogène) + une constante K appelée constante d'instabilité.

Si on désigne par τ les temps, T la température au temps τ, T_0 la température d'équilibre, $T_{0\nu}$ la température à laquelle on a amené le système au-delà de l'équilibre, la vitesse a pour expression en fonction des températures:

$$\frac{dT}{d\tau} = K'(T_0 - T)(T - T_{0\nu} + K).$$

PHILOSOPHICAL MAGAZINE;

Novembre et Décembre 1901.

Ladislas NATANSON. — On Double Refraction in Moving Viscous Liquids (Sur la double réfraction de liquides visqueux en mouvement). — P. 469.

L'auteur traite le cas d'un liquide compris entre un cylindre mobile de rayon a et une surface cylindrique fixe concentrique de rayon b. En appelant q la vitesse d'un point du liquide distant de r de l'axe, h la vitesse angulaire, T le temps que met le liquide à revenir au repos après la suppression de l'effort, l'auteur trouve que la composante γ_{qr}, parallèle à l'axe de la déformation est

$$\gamma_{qr} = \frac{1 + 4h^2T^2}{T}\left(\frac{dq}{dr} - \frac{q}{r}\right),$$

quantité qui est proportionnelle, d'après la théorie de Neumann, à la double réfraction rapportée à l'unité de longueur subie par un faisceau de lumière traversant le liquide parallèlement à l'axe de rotation.

L'effet optique observé dépend donc d'abord des conditions cinématiques de l'expérience [vitesse de rotation, nature de la fonction $q(r)$], puis de T, et enfin d'un coefficient purement optique dont il est difficile de donner la nature et la valeur.

Quand le mouvement du liquide est permanent, on arrive à la for mule :

$$\Delta = \frac{ANRT}{1 + BN^2T^2},$$

où Δ est la double réfraction rapportée à l'unité de longueur, R un coefficient spécifique, N le nombre de révolutions du cylindre par seconde :

$$A = \frac{4\pi a^2 b^2}{r^2(b^2 - a^2)}; \qquad B = \frac{16\pi^2 a^4 (b^2 - r^2)^2}{r^4 (b^2 - a^2)^2}.$$

Les résultats expérimentaux donnés par Umlauf, G. de Metz, s'accordent avec cette formule et permettent de donner une valeur de T.

E. Perreau.

Bruce V. Hill. — Note on Accidental Double Refraction in Liquids (Double Réfraction accidentelle de liquides). — P. 524.

L'auteur a continué ses expériences sur la double réfraction de solutions de gélatine ou de gomme arabique dans l'eau soumises à des déformations (*Ph. Mag.*, déc. 1899). Il a opéré sur des solutions très diluées de 1 à 5 grammes de gélatine par 100 centimètres cubes d'eau enfermés dans des tubes en laiton à parois minces, de $42^{cm},55$ de long sur $2^{cm},77$ de diamètre, fermés à leurs extrémités par des couvercles en verre fixés par de courts tuyaux de caoutchouc glissant sur eux.

Les tubes étaient déformés de manière que leur section devînt elliptique.

La température fut maintenue constante égale à 0° en les plongeant dans de la glace.

La double réfraction fut mesurée avec un polariscope à pénombre.

Les résultats montrent que ces solutions se comportent comme un solide ayant une faible limite d'élasticité : quand on exerce un effort, la déformation croît jusqu'à un certain point au-delà duquel il n'y a plus de déformation ultérieure. Si on continue à exercer l'effort, il y a rupture et la déformation diminue.

E. Perreau.

ALFRED W. PORTER. — The Emission-Function of a Body emitting a Line Spectrum (Sur la fonction d'émission d'un corps radiant). — P. 373.

Cette fonction doit satisfaire aux deux conditions : 1° de s'annuler pour toutes les valeurs de λ autres que celles correspondant aux raies spectrales émises ; 2° la partie de la fonction qui détermine la *position* de ces raies doit être indépendante de la température.

L'auteur donne, pour le cas de l'*hydrogène*, la formule

$$E = \frac{F \sin^2 (Nv)}{\sin^2 v},$$

où

$v = \pi \sqrt{\frac{4p_0}{p_0 - p}}$; p = fréquence de la vibration; $p_0 = 27418,3$;

N, un nombre très grand, 1.000 ou 10.000.

Si on suppose pour F la formule de Wien, relative à un corps noir, on aura :

$$E = Cp^5 \left(\frac{\sin (Nv)}{\sin v}\right)^2.$$

On peut donner pour d'autres corps des expressions analogues ondées sur les formules de Kayser et Runge. Chaque terme représentera une des diverses séries de raies qui se présentent ensemble. La somme de *six termes* donnera toutes les raies connues dans le spectre. La formule ci-dessus convient en posant d'après la formule de Rydberg :

$$p = p_0 - \frac{A}{(m + e)^2}; \qquad v = \pi \left\{ \sqrt{\frac{A}{p_0 - p}} - e \right\}.$$

E. PERREAU.

ASHTON. — On the Resistance of Dielectrics, and the Effect of an Alternating Electromotrice Force on the Insulating Properties of Indiarubber (Sur la résistance de diélectriques et sur l'effet d'une force électromotrice alternative sur les propriétés isolantes du caoutchouc). — P. 501.

La méthode employée était la méthode dite de la déviation, les mesures faites à la manière habituelle. Les principaux résultats sont les suivants :

1° Dans le cas de câbles recouverts d'okonite, la résistance dans

la première heure d'électrisation croît lorsque le voltage augmente;

2° Ceci ne prouve pas que le diélectrique ne suit pas la loi d'Ohm, car le courant vrai de conduction est bien plus faible que le courant total, à moins que l'électrisation ne soit continuée pendant très longtemps;

3° Dans le cas de câbles recouverts d'okonite, ou de condensateurs à papier paraffiné, le courant de charge peut s'écrire :

$$c = C_0 + kt^{-x},$$

où k et x sont des constantes, t le temps d'électrisation, C_0 le courant de conduction;

4° Pour les câbles d'okonite, pour les condensateurs à mica ou à papier paraffiné, le courant de décharge est une fonction décroissante du temps écoulé depuis le début de la décharge. Pour les câbles d'okonite, on peut écrire ce courant :

$$c = k\left(\frac{t}{k_1}\right)^{-x} \qquad \text{où} \qquad x - X = k_2 T^{-z},$$

$t =$ temps en secondes à partir du début de la décharge, T durée de la charge ; k, k_1, k_2, z sont des constantes;

5° Il n'y avait diminution des propriétés isolantes du caoutchouc soumis à une force électromotrice alternative que pour le pure Para.

Elle semble due non pas à un effet de déformation alternative, mais plutôt à une action chimique entre le caoutchouc et les gaz produits par l'action de la force électromotrice sur l'air.

E. Perreau.

C. BARUS. — Simultaneous Volumetric and Electric Graduation of the Steam Tube with a Phosphorus ionizer (Graduation volumétrique et électrique simultanées du tube à vapeur avec un ioniseur à phosphore). — P. 477.

C'est la suite des précédents mémoires de l'auteur sur le même sujet. Par l'observation simultanée de la couleur du nuage, du débit du gazomètre et de la diminution de potentiel du condensateur tubulaire, on trouve que le courant de décharge d'une part, la dérivée du logarithme de potentiel par rapport au temps, d'autre part, sont sensiblement proportionnels au débit, mais le coefficient de proportionnalité varie d'une série d'observations à une autre.

L'auteur donne ensuite un essai de théorie des phénomènes, en

écrivant que dans l'état stationnaire le nombre des particules qui traversent un élément de volume du condensateur tubulaire est égal au nombre de particules absorbées par des actions diverses, et supposant que le champ électrique agit en séparant les ions de ces noyaux.

P. LUGOL.

WILLIAM RICHARD et EBENEZER-HENRY ARCHIBALD. — A Study of Growing Crystals by Instantaneous Photomicrography (Etude par la microphotographie instantanée de la croissance des cristaux). — P. 488.

Les auteurs ont réussi à obtenir, à des intervalles très rapprochés, avec des poses de 4 à 25 centièmes de seconde, en lumière polarisée et en lumière naturelle, des microphotographies de cristaux en voie de croissance; les épreuves ont pu être amenées par agrandissement à un grossissement de 4.000 diamètres, ce qui a permis de prendre des mesures. Trois planches, reproduisant les épreuves, accompagnent le mémoire. — L'accroissement diamétral des cristaux est très rapide au début, assez rapide pour brouiller les contours des images, et paraît représenté à peu près par la relation $D^n = kt$, n étant très voisin de 3; cependant, la structure cristalline étant très apparente dans toutes les images, il semble qu'avec les substances étudiées (Cl^2Ba, AzO^3Na, So^4Cu, IK, dont le point de fusion est élevé) en solution aqueuse, la formation des cristaux ne soit pas précédée de la phase liquide indiquée par Link (*Pogg. Ann.*, t. XLVI, p. 258; 1839); si elle se produit réellement, le diamètre des globules est inférieur au pouvoir séparateur du microscope, ou bien la vitesse employée (2 impressions au plus par seconde) est insuffisante pour la révéler. Les conditions à réaliser, éclairage assez intense, grossissement considérable et grande fréquence des impressions, rendent les expériences difficiles et peu concluantes à ce point de vue, au moins jusqu'à présent.

P. LUGOL.

Lord RAYLEIGH. — On the Induction Coil (Sur la bobine d'induction). — P. 581.

Lord Rayleigh traite le cas de la bobine d'induction avec diverses hypothèses :

1° *Rupture instantanée du courant primaire, fer à perméabilité*

constante, ne donnant pas naissance à des courants de Foucault, secondaire sans capacité.

On voit facilement que le courant secondaire est, à partir du moment de la rupture du primaire,

$$y = C\frac{M}{N}e^{-\frac{S}{N}t}.$$

C = courant primaire avant la rupture, *S* résistance du secondaire, M = inductance mutuelle des deux circuits, N = self-inductance du secondaire, L = self-inductance du primaire.

Immédiatement avant la rupture l'énergie est $\frac{1}{2}LC^2$, immédiatement après, $\frac{1}{2}Ny^2 = \frac{1}{2}C^2\frac{M^2}{N^2}$.

La perte $\frac{1}{2}C^2\frac{LN - M^2}{N}$ est nulle, si les circuits sont fermés, s'il n'y a aucune perte magnétique ;

2° *Secondaire terminé à ses deux extrémités par les armatures d'un condensateur de capacité q.*

Il est alors le siège d'oscillations électriques. Si la résistance du fil est supposée faible, l'énergie potentielle de charge de condensateur est égale à l'énergie du secondaire au moment de la rupture. mais elle varie avec celle du primaire, s'il n'y a pas de fuite magnétique, et la limite de la différence de potentiel entre les armatures, par suite la distance explosive de la bobine, sera donnée par :

$$\frac{1}{2}qV^2 = \frac{1}{2}C^2L; \qquad V = c\sqrt{\frac{L}{q}}.$$

Cette formule ne convient plus quand on ne peut plus faire les hypothèses faites ci-dessus pour le fer : *si la longueur du noyau est grande par rapport au diamètre*, ou si *le noyau forme un circuit fermé*.

Dans ce cas, lord Rayleigh montre que, fortement aimanté, le noyau ne constitue pas un réservoir d'énergie disponible.

Si, en effet, on considère un noyau en forme d'ellipsoïde dans un champ magnétique primitif $\mathcal{H}'$, le champ magnétisant est

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}' - N\mathfrak{I} \left(N = \frac{4}{3}\pi \text{ pour une sphère}\right).$$

L'énergie absorbée dans l'aimantation est :

$$\frac{1}{2}N\mathfrak{I}^2 + \int \mathcal{H}d\mathfrak{I} \text{ par centimètre cube.}$$

La seconde partie est pratiquement dissipée ; la première de beaucoup la plus grande dans le cas des circuits magnétiques ouverts, est recouvrée à la désaimantation.

Dans le cas de noyaux longs ou en forme de circuits fermés, ce premier terme sera aussi nul, et on n'aura pas d'énergie disponible.

Ce résultat n'est pas contradictoire avec le fait que la suppression de l'aimantation peut donner une grande force électromotrice, car on n'obtient toujours que des courants très petits sous peu d'énergie.

Ces considérations conduisent à une limite de V.

Soit $\mathfrak{I} = 1.700$ unités C. G. S. ; soit v le volume du noyau ; l'énergie maximum qu'il possède est :

$$\frac{1}{2} N \cdot v \cdot 1700^2,$$

qui se retrouve dans l'énergie potentielle de charge du condensateur

$$\frac{1}{2} qV^2.$$

On a donc :

$$V = 1700 \sqrt{\frac{Nv}{q}}.$$

Lord Rayleigh a fait l'application à une bobine où $v = 180$ centimètres cubes, $N = 0{,}3$, où q pouvait être évalué à $\frac{23}{9 \times 10^{11}}$ farads.

On a trouvé $V = 17{,}9 \times 10^5$ volts donnant à 33.000 volts par centimètre une distance explosive égale à 24 centimètres. La bobine, en réalité, donnait 8 à 10 centimètres.

Cette formule où ni le courant primaire, ni le nombre de tours du secondaire n'interviennent, montre — sans doute avec beaucoup d'exagération — l'inconvénient d'une trop grande longueur.

Si le diamètre du noyau est donné, V varie quand la longueur augmente comme $\sqrt{N}$, c'est-à-dire sensiblement en raison inverse de la longueur.

L'accroissement de capacité explique comment la réunion de plusieurs bobines en série n'augmente pas la longueur d'étincelle malgré l'augmentation d'énergie.

Quand le fer n'est pas saturé, on peut supposer $\mathfrak{I} = \frac{\mathcal{H}'}{N}$ approximativement, en supposant $\mathcal{H}$ petit ; alors $V = \mathcal{H}' \sqrt{\frac{v}{Nq}}$. $\mathcal{H}'$ champ

produit par le courant primaire; la distance explosive est alors proportionnelle, *toutes choses égales d'ailleurs*, au courant primaire.

Influence des capacités du secondaire. — On sait qu'on réduit l'étincelle en ajoutant de la capacité. Les formules ci-dessus sembleraient indiquer que, sans capacité du secondaire, on pourrait atteindre de très grandes étincelles. Mais on a établi les formules en supposant l'absence de courants de Foucault et la rupture brusque du primaire.

Influence des courants de Foucault. — Ils peuvent réduire, si leur durée n'est pas trop courte, la force électromotrice induite dans le secondaire.

Influence de la durée de rupture du primaire. — On peut traiter le cas du secondaire, quand cette rupture dure un certain temps, comme un circuit où agirait une force proportionnelle à la vitesse de chute du courant primaire.

L'équation est, en appelant u la charge du condensateur,

$$\frac{d^2u}{dt^2} + k\frac{du}{dt} + n^2u = \mathrm{U}.$$

La solution correspondante, avec $u = 0$, $\frac{du}{dt} = 0$, pour $t = 0$, est

$$u = \frac{1}{n'}\int_0^t e^{-\frac{1}{2}k(t-t')} \sin n'(t' - t).\,\mathrm{U}dt',$$

où

$$n' = \sqrt{n^2 - \frac{1}{4}k^2}.$$

Dans le cas présent, U est positif partout, et $\int \mathrm{U}dt'$ est donné.

Si $k = 0$, c'est-à-dire si la résistance du secondaire est nulle, on voit que le voltage entre les extrémités du secondaire est maximum si la rupture est instantanée, et un temps égal au $\frac{1}{4}$ de la période après ce moment.

Si la rupture n'est pas instantanée, on a de moins grandes valeurs du voltage.

La théorie donne essentiellement les mêmes résultats si k a une valeur finie.

La conclusion est que, si le courant primaire tombe de sa valeur maximum à zéro sans oscillation, le voltage aux bornes du secondaire

sera d'autant plus grand que la chute sera plus rapide, qu'il sera très éloigné de ces grandes valeurs quand le temps de la rupture sera voisin d'une des constantes de temps de la bobine secondaire. Si la résistance est faible, on n'a à s'occuper que de la constante qui règle la durée de l'oscillation ; mais, si la résistance est grande, la seconde constante $\frac{N}{5}$ qui intervient, peut être la plus petite.

On voit alors intervenir l'influence du nombre de tours de la bobine, liée à la durée de rupture du primaire : une réduction du nombre de tours impose, pour avoir le même effet, une rupture plus brusque du primaire.

Influence du condensateur primaire. — Lord Rayleigh a montré que son effet pouvait être remplacé par une rupture plus brusque du circuit primaire.

Après divers essais, il a obtenu ces ruptures brusques en coupant le fil du primaire avec une balle de pistolet, puis avec une balle de fusil, de sorte que le condensateur primaire n'est utile que pour empêcher la formation d'un arc, et que, si on a réussi à obtenir ce résultat d'une autre manière, sa présence est plutôt nuisible, prolongeant la période de décroissance du courant primaire.

E. Perreau.

BEATTIE. — Note on the Length of the Break Spark in an Inductor Circuit (Sur la longueur de l'étincelle de rupture d'un circuit possédant de l'inductance). — P. 653.

Le circuit de résistance égale à 3,3 ω et de self-inductance déterminée de 1 heure environ, donnée par un électro-aimant à noyau de faible section et possédant un large entrefer, était le siège d'un courant variant de 1,2 à 15 ampères au moyen d'une variation de la force électromotrice.

Ce circuit pouvait être rompu entre deux électrodes verticales P_1 fixe et P_2 mobile. P_2 est porté par un chariot glissant dans une tige cylindrique. Deux bandes de caoutchouc tendues pour amener P_2 au contact de P_1 éloignent rapidement le chariot quand on enlève un taquet. Le temps mis par P_2 pour s'éloigner d'une longueur l est

$$t = 0{,}027 \sqrt{l}.$$

La longueur de l'étincelle obtenue par la rupture varie avec l'intensité du courant et avec la nature des électrodes.

M. Beattie donne la courbe indiquant la variation de la longueur de l'étincelle en fonction de l'intensité du courant pour le fer, le bismuth, le cuivre, le platine, le charbon, l'étain, le nickel, l'aluminium, le zinc, le plomb.

La forme est différente pour ces différents corps. Si on renverse le sens du courant, elle change pour le platine, le plomb, l'aluminium, pour lesquels l'étincelle est plus longue pour des courants intenses quand le pôle fixe est négatif. E. Perreau.

J. TROWBRIDGE. — The Spectra of Hydrogen and some of its Compounds (Les spectres de l'hydrogène et de quelques-uns de ses composés). — P. 370-379.

Contrairement à tout ce que l'on a admis jusqu'ici, l'auteur croit pouvoir affirmer que le passage de l'électricité à travers l'hydrogène, l'azote, l'oxygène et leurs composés gazeux a pour condition essentielle la présence de la vapeur d'eau, laquelle ne serait écartée par aucun des procédés employés pour remplir les tubes de Geissler de gaz secs.

Ses expériences semblent prouver surtout que les électrodes métalliques, sous l'influence des décharges ou des courants constants de très hauts voltages employés par l'auteur, émettent ou absorbent des gaz en quantité suffisante pour modifier profondément le caractère des spectres. E. B.

J.-H. JEANS. — The Mechanism of Radiation (Mécanisme de la radiation). — P. 421-435.

Ce mémoire très mathématique se prête mal à une analyse. Nous essaierons cependant de donner une idée de l'ordre de spéculations auxquelles se livre l'auteur, pour expliquer notamment l'existence des spectres de lignes.

Il considère un atome matériel comme formé d'un très grand nombre d'ions positifs et négatifs. Chaque ion possède une masse matérielle et une masse électrique, et l'on suppose que l'action réciproque de ces ions comprend deux termes : l'un proportionnel aux masses matérielles et à une fonction de la distance, l'autre aux masses électriques et à une autre fonction de la distance. Tout ce que l'on sait de ces fonctions, c'est que, pour les très grandes distances, les actions de deux ions se réduisent à celle qui est prévue par la loi de Coulomb, et qu'à très petite distance il y a nécessaire-

ment répulsion, car sans cela les charges électriques des ions de signe contraire, réunis dans un même atome, se confondraient.

Le nombre des ions dans un atome est supposé extrêmement grand, et on admet qu'il y a une situation d'équilibre telle que l'atome est formé de couches successives d'ions positifs et négatifs.

Quand un atome est déformé et qu'il vibre, le champ électromagnétique créé est périodique et constitue l'émission de l'atome. Pour étudier celle-ci, l'auteur substitue d'abord à l'atome réel un atome idéal dans lequel il suppose les distributions matérielle et électrique continues, et le nombre des changements de signe de cette dernière distribution, infini, du centre de l'atome à sa surface. La déformation la plus générale de l'atome peut se décomposer en déformations tangentielles qui, n'altérant pas les distributions continues considérées, n'éveillent pas de réaction et, par conséquent, sont sans effet optique ; et en déformations dans le sens du rayon qui altèrent les densités et provoquent l'émission.

Pour qu'une forme de vibration soit stable, il y a des équations de condition. Le développement de la déformation la plus générale que l'on puisse imaginer, effectué à l'aide de la théorie des harmoniques sphériques, permet de prévoir l'existence de séries de raies, dont on obtient les longueurs d'onde en donnant à un paramètre indéterminé n contenu dans les équations de condition toutes les valeurs entières de 0 à ∞. Pour n infini ces équations donnent une longueur d'onde finie. Le spectre se compose donc de séries de raies ayant chacune une tête, ainsi que l'expérience l'a révélé. C'est là le point le plus original du mémoire de M. Jeans.

L'auteur établit, d'ailleurs, que ses conclusions relatives à l'atome idéal peuvent être étendues aux atomes réels, le nombre de séries distinctes de raies représentant probablement le nombre de couches d'ions de signe contraire dont se compose l'atome. A chaque raie de l'atome idéal correspondra une raie de l'atome réel, placée dans le voisinage. De plus, les déplacements tangentiels ne produiront plus une réaction rigoureusement nulle; mais la fréquence correspondante demeurera nécessairement très faible. En dehors du spectre d'émission ordinaire, il y aurait donc un second spectre à très grandes longueurs d'onde. Ce spectre correspondrait peut-être à la résonnance électro-magnétique découverte par Drude[1].

---

(1) Drude, *Wied. Ann.*, t. LVIII, p. 1; t. LIX, p. 17; t. LXIV, p. 131.

Nous passons sans insister sur une partie du mémoire relative à l'interprétation du phénomène de Zeeman et aux diverses conséquences de l'hypothèse fondamentale de l'auteur en ce qui concerne diverses propriétés de la matière.

Un atome comprenant n ions négatifs et $n + s$ ions positifs aura une valence s. Les atomes pourront se réunir suivant leurs valences pour constituer des molécules neutres électriquement. Les forces électrostatiques s'exerçant entre les atomes rendront compte de leur affinité chimique; celles qui s'exercent entre les molécules, de la cohésion des corps. Les forces électromagnétiques sont invoquées pour l'explication du magnétisme permanent et du magnétisme induit.

La théorie de la capacité inductive spécifique des diélectriques est analogue à celle de Mossotti. Les atomes ou les molécules ne peuvent être considérés comme des conducteurs parfaits, mais il peut y avoir des corps où les molécules s'arrangent d'elles mêmes, de telle sorte que leurs surfaces sont équipotentielles; par conséquent, pour les points extérieurs à leurs masses, elles se comportent comme des conducteurs. Les corps ainsi constitués sont des diélectriques.

D'autres corps peuvent comprendre un mélange confus d'ions en équilibre. Ce sont les conducteurs proprement dits. Quand un de ces corps est placé dans un champ électrique, les ions, libres de se déplacer, forment à la surface du corps une couche équipotentielle. Avant que les ions aient pris leur équilibre dans le champ, ils se déplacent à travers la masse du corps et leur mouvement constitue le courant d'électricité.

La classe des électrolytes contient des corps dans lesquels les ions sont intimement liés aux atomes, mais le lien des atomes dans la molécule est supposé très lâche. Dans ce cas, le passage d'un courant entraîne le transport réel d'atomes à travers l'électrolyte.

E. B.

P.-G. NUTTING. — On the complete Emission Function (Sur la fonction d'émission complète). — P. 379-386.

L'auteur s'appuie sur la théorie générale des fonctions pour chercher à représenter de la manière la plus simple possible l'ensemble des faits connus.

En ce qui concerne le rayonnement des corps noirs, il est conduit

à l'une des deux formes suivantes :

(1) $$E = A\lambda^{-n} e^{-\frac{B}{\lambda T}},$$

(2) $$E = AT^n \lambda^\nu \frac{\varphi_1(\lambda T)}{\varphi_2(\lambda T)}.$$

La formule (1) comprend, comme cas particuliers celles, de Wien, de Planck et de Paschen.

Dans la formule (2), n doit être plus grand que 1. φ_1 et φ_2 sont des fonctions algébriques de même degré, n'admettant pas de racines réelles. La formule de Köveslighety rentre dans la formule (2).

Pour étendre les formules précédentes à des radiateurs quelconques, il faut pouvoir y introduire des maxima de deux sortes : les uns diffus et variant plus ou moins de position avec la température, les autres très abrupts et de position invariable. Il suffit, d'après l'auteur, de remplacer le facteur constant A par

$$\Sigma_p \frac{C_p}{(\lambda^2 + \lambda_p^2)^2} + \Sigma_q \frac{C_q}{(\lambda^2 - \lambda_q^2)^2},$$

ce qui introduira p maximum de la première espèce et q maximum de la seconde. A vrai dire, ces derniers maxima sont infinis, ce qui signifie physiquement que leur intensité est incomparablement plus grande que celle des autres régions du spectre (spectres de lignes).

E. B.

A. SMITHELLS. — The Spectra of Carbon Compounds (Les spectres des composés du carbone). — T. I, p. 476-503.

E.-C.-C. BALY et H.-W. SYERS. — The Spectrum of Cyanogen (Spectre du cyanogène). — T. II, p. 386-391.

1. Parmi les spectres assignés au carbone ou à ses composés, il faut distinguer : 1° le spectre de bandes des flammes hydrocarbonées dessiné pour la première fois par Swann en 1857, et connu aussi sous le nom de spectre de Swann ; 2° le spectre de bandes des composés oxygènes du carbone ; 3° le spectre de la flamme du cyanogène, qui est aussi un spectre de bandes ; 4° le spectre de la décharge électrique à travers le cyanogène ou spectre ordinaire de l'arc électrique dans l'air, qui diffère du précédent par l'absence des groupes les moins réfrangibles ; 5° enfin, le spectre de lignes du carbone, pro-

duit, par la décharge condensée, dans les composés gazeux du carbone.

Sir G. Stokes ayant suggéré à M. Smithells l'idée que le spectre de Swann pouvait appartenir en propre à l'oxyde de carbone, l'auteur a dirigé son étude actuelle en vue de confirmer ou d'infirmer cette hypothèse. De ses expériences propres et de la discussion approfondie de l'ensemble des faits connus, il est amené à conclure que le spectre de Swann doit bien être attribué à l'oxyde de carbone seul, tandis que le spectre dit des composés oxygénés du carbone est propre à l'acide carbonique.

2. MM. Baly et Syers se rangent à la même opinion. Quand on prend des précautions convenables pour éliminer toute trace d'acide carbonique, d'oxygène ou d'un gaz oxydant (qui peut être fourni par les électrodes ou par les parois des tubes de verre), on constate que l'oxyde de carbone donne seulement le spectre de Swan. Mais il suffit d'introduire des traces d'acide carbonique ou d'oxygène pour que ce spectre disparaisse et soit remplacé par celui de l'acide carbonique.

MM. Baly et Syers ont, en outre, étudié le spectre du cyanogène pur dans un tube de Geissler. En l'absence de toute trace de gaz étranger, que l'on élimine en chauffant le tube dans un bec Bunsen et en y faisant plusieurs fois le vide sur le cyanogène, on n'obtient plus trace du spectre de Swann, non plus que du spectre de l'acide carbonique ou de celui de l'azote.

Dans cette expérience, le cyanogène fournit presque immédiatement un dépôt opaque de paracyanogène, ce qui rend les observations très pénibles.

Les auteurs ne publient ni dessin, ni tableau de longueurs d'onde à l'appui de leur expérience. Ils se bornent à dire que le spectre observé diffère de celui de la flamme du cyanogène, et qu'il est formé de bandes équidistantes couvrant tout le rouge et le jaune. Ces bandes sont plus larges que celles de l'azote.

E. B.

C. CHREE. — Applications of Elastic Solids to Metrology (Application des solides élastiques à la métrologie). — P. 532-558 et 591-616.

Cet important mémoire, peu susceptible d'être résumé en quelques lignes, traite entre autres des questions suivantes, dont la solution

complète dépend de formules antérieurement établies par l'auteur [1].

1° Variation de longueur et de volume de barres suspendues ou supportées par une de leurs extrémités. On reconnaît aisément qu'en prenant la moyenne de ces éléments dans les deux situations on élimine l'effet de la gravité ;

2° Effet de la pression du milieu ambiant dans le problème précédent. Le changement de volume peut être considéré comme formé de deux parties représentant : la première, l'influence du poids apparent du solide; la seconde, l'effet de la pression. Cette dernière est la même que si la pression du milieu avait partout la même valeur qu'au centre de gravité du solide. Comme application, l'auteur évalue la variation de volume du kilogramme international en platine-iridium suivant qu'il est posé sur un plateau ou suspendu dans l'air, et trouve $\delta v = 6{,}6.10^{-7}$ centimètres cubes. Si ce kilogramme était transporté de l'air à la pression atmosphérique dans le vide, on aurait : $\delta v = 2{,}4.10^{-5}$ centimètres cubes ;

3° Solide environné d'un milieu variable;

4° Solides anisotropes ;

5° Vase contenant un liquide. Exemple : Un tube de verre de 1 centimètre de rayon, de 16 centimètres de haut et dont les parois ont 1 millimètre d'épaisseur, contient de l'eau ou du mercure. Sa capacité, de 50 centimètres cubes environ, subit des accroissements de $1{,}2.10^{-5}$ et $1{,}6.10^{-4}$. Dans le second cas, le tube contient 2 milligrammes de mercure de plus que s'il était dénué d'élasticité ;

6° Influence de cavités. Si un corps présente des cavités, l'influence de forces données agissant sur la surface extérieure produit une variation de volume de la *matière* indépendante de la forme et des dimensions des cavités. Si une pression constante est exercée à l'intérieur d'une cavité, la variation de volume total de la *matière* ne dépend que du volume de la cavité et est indépendante de sa forme et de sa position à l'intérieur du solide.

Le reste du mémoire est consacré à l'étude de la variation de forme et de longueur de règles métriques dont la section possède l'une des formes usuelles et, notamment, la forme en X, suivant la position des supports horizontaux sur lesquels on les place de coutume, par

---

(1) *Clamps in the dimensions of elastic solids* (*Camb. Phil. Trans.*, t. XIL, p. 313 ; 1892).

exemple quand on veut étudier leur dilatation, ou effectuer les comparaisons métrologiques.

En terminant, l'auteur appelle l'attention sur une cause d'erreur dans l'évaluation de la composante horizontale du magnétisme terrestre, provenant de la flexion de la tige qui supporte l'aimant déviateur. L'erreur pourrait atteindre 0,000036 C. G. S., c'est-à-dire environ le triple de la limite admise quand on donne la valeur de H à 0,00001 C. G. S. près.

E. B.

DRUDE'S ANNALEN DER PHYSIK;

T. V et VI; n°s 8 et 9; 1901.

W. SEITZ. — Beiträge zur Kenntniss der Kathodenstrahlen (Contribution à l'étude des rayons cathodiques). — T. VI, p. 1-33.

Les principaux résultats, obtenus par l'auteur, dans une série de mesures relatives à la réflexion diffuse et à l'absorption des radiations cathodiques, sont les suivants :

1° Sous l'incidence normale, l'intensité des rayons diffusés varie avec l'angle d'émission, en suivant à peu près la loi du cosinus ; — l'intensité de la radiation diffusée croît avec le poids atomique de la substance diffusante (exception faite pour le zinc) ; — sous l'incidence oblique, l'intensité des rayons émis peut, suivant les cas, croître (Al, Fe, Zn, Cu) ou décroître (Pt, Ag, Au) avec l'incidence ;

2° L'absorption des rayons cathodiques par les lames minces varie, dans de grandes proportions, avec la valeur de la tension ; — elle augmente avec l'épaisseur de la lame ; — la loi de Lénard (proportionnalité de l'absorption, par unité de surface, à la masse traversée dans différents métaux) n'est qu'approximative ;

3° Les expériences fournissent également des valeurs numériques de

$$v = 0,703 \ . \ 10^{10}$$

et de

$$\frac{\varepsilon}{m} = 0,645 \ . \ 10^{7}$$

F. Carré.

O. LUMMER et E. PRINGSHEIM. — Kritisches zur schwarzen Strahlung (Discussion relative au rayonnement des corps noirs). — T. V, p. 192-211.

Suite d'une polémique engagée à propos de la radiation des corps noirs ; ce mémoire renferme, en réponse à un travail de Paschen [1] sur ce sujet :

1° Une revendication de priorité de Lummer et Pringsheim ;

2° Une réfutation des critiques que Paschen avait adressées à leurs travaux ;

3° Une critique des travaux de ce dernier, et, en particulier, de la conclusion qu'il a cru pouvoir en tirer : à savoir que la formule de Planck :

$$E = \frac{C\lambda^{-5}}{e^{\frac{c}{\lambda T}} - 1}$$

conviendrait également bien à tous les faits d'expérience, pour toutes les valeurs de λ et de T. Les auteurs maintiennent leur préférence, pour la formule empirique de Lummer, mise sous la forme :

$$E = C \cdot \lambda^{-4} \cdot T \cdot e^{-\frac{c}{(\lambda T)^v}} \quad (1,3 > v > 1,2).$$

F. Carré.

E. RUHMER. — Kinematographische Flammenbogenaufnahme, und das Photographophon, ein photographischer Phonograph (Cinématographie de la flamme de l'arc ; photographophone, phonographe photographique). — T. V, p. 803-810.

Les variations d'intensité du courant qui alimente un arc se traduisent par des variations d'intensité de la flamme que la photographie peut déceler. Si les variations sont dues aux vibrations d'un microphone en dérivation sur une bobine à noyau de fer doux intercalée dans le circuit de l'arc, une plaque sensible en mouvement rapide, sur laquelle on projettera l'image de la flamme enregistrera ces variations, et on aura un *photophonogramme*.

L'appareil décrit par l'auteur se compose d'une caisse contenant un dévidoir capable d'imprimer à une pellicule sensible une vitesse de 3 mètres par seconde ; une lentille cylindrique d'axe horizontal

(1) Paschen, *Ann. de Phys.*, IV, p. 277-298 ; 1901.

projette sur cette pellicule l'image d'un arc à charbons horizontaux, relié, comme il a été dit, à un microphone; on obtient le phonogramme en parlant dans le microphone; on le reproduit au moyen du même appareil, en utilisant cette fois l'arc comme lampe de projection, pour, éclairer à travers la pellicule impressionnée, un élément au sélénium très sensible, placé tout contre elle et relié à deux téléphones en série ; le timbre est bien conservé, et l'intensité dépasserait celle du télégraphone de Poulsen. — L'auteur a joint à son mémoire de curieuses reproductions de clichés obtenus dans des expériences d'essai, et d'une pellicule impressionnée.

P. LUGOL.

O. LUMMER et F. KURLBAUM. — Der elektrisch geglühte « Schwarze » Körper (Le « corps noir » chauffé électriquement). — T. V, p. 829-836.

On sait qu'on réalise pratiquement le *corps noir* au moyen d'une enceinte dont les parois sont à une température uniforme. L'enceinte rayonnante est un tube de porcelaine peu fusible, étroitement entouré par un manchon de platine de 0,01 millimètre d'épaisseur, parcouru par un courant dont les lignes de flux sont parallèles à son axe; la partie utile est limitée vers le milieu du tube par une paroi fixe, traversée par les fils d'un couple Le Chatelier, placé en avant et tout près d'elle; des diaphragmes convenables, disposés dans la partie antérieure, ne laissent passer que le rayonnement de la partie médiane; une double enveloppe, entourée elle-même, au besoin, d'une seconde enceinte, réduit le rayonnement latéral; l'intérieur du tube est revêtu d'oxydes de chrome, nickel et cobalt, qui restent noirs même au-dessus de 1.500°. L'uniformité de la température, dans la partie utile de l'enceinte, est accusée par l'uniformité d'éclat qu'elle présente quand on regarde par le trou du diaphragme placé à l'entrée du tube [1]. L'appareil donne les mêmes résultats qu'une enceinte sphérique chauffée, dans un bain de salpêtre, jusque vers 625°, tant pour le rayonnement total que pour les rayonnements partiels jusqu'à des longueurs d'onde de 18 μ.

P. LUGOL.

---

[1] Les auteurs ont montré [*Verhandl. d. Deutsch. Phys. Gesellsch.*, II, n° 8, p. 89-92 (1900)] que le rapport des intensités photométriques d'un corps à deux températures voisines est une puissance variable avec la température, mais supérieure à 14 du rapport de ces températures.

J. von GEITLER. — Ueber die durch Kathodenstrahlen bewirkte Ablenkung der Magnetadel (Sur la déviation de l'aiguille aimantée par les rayons cathodiques). — T. V, p. 924-930.

Hertz (*Wied. Ann.*, XIX, p. 798, 1883; *Ges. Werke*, I, p. 257) n'a pas réussi à dévier une aiguille aimantée suspendue à côté d'un tube producteur de rayons cathodiques, dont la cathode était un disque de laiton, et l'anode un fil isolé, traversant et dépassant légèrement le centre du disque. L'auteur, attribuant cet insuccès à un *courant de reflux* (rückstrom) dû aux charges déposées par les rayons cathodiques sur les parois internes du tube, a été conduit à suspendre l'aiguille, protégée contre toute action électrique par une enveloppe de laiton percée d'une fenêtre permettant d'observer par la méthode du miroir, à l'intérieur même du tube; sa position d'équilibre, réglée par un aimant extérieur, était parallèle aux rayons. Les expériences mettent nettement en évidence une déviation de même sens que celle que produirait un courant placé au-dessous d'elle, et dirigé en sens inverse des rayons; l'action des rayons est du même ordre de grandeur que celle du courant de décharge du tube.

P. Lugol.

W. SCHULER. — Versuche über die Empfindlichkeit der spectralanalytischen Reactionen (Recherches sur la sensibilité des réactions de l'analyse spectrale). — T. V, p. 931-942.

Ces expériences ont eu surtout pour but la comparaison des sels d'un même métal, et des sels de même genre de métaux différents, mais appartenant à un même groupe de la table de Mendelejeff. Elles ont été faites sur des solutions salines de titre connu, portées dans la flamme et volatilisées dans l'étincelle d'un fulgurateur; on essayait des solutions de plus en plus étendues, en s'arrêtant à celle qui ne donnait plus au spectroscope les raies du métal en expérience. On ne se rend pas très bien compte d'après le mémoire, qui n'est qu'un extrait remanié d'un travail plus étendu (Dissertation de l'Université de Bonn), de la signification exacte des nombres donnés, mais leur comparaison justifie pleinement les conclusions de l'auteur; seule la troisième pourrait paraître un peu hâtive, en raison du petit nombre de mélanges examinés (Li avec Na, Cs, Tl, Mg, Cu; Tl avec Ma, Ng, Cd, Cu).

« 1° Dans les deux premiers groupes du système de Mendelejeff, la sensibilité des métaux de chaque sous-groupe varie en sens inverse du poids atomique ;

« 2° Pour un même métal des groupes précédents, la sensibilité varie en sens inverse du poids atomique de l'élément halogène, ou du nombre d'atomes d'oxygène du résidu halogénique uni au métal ;

« 3° La présence simultanée de deux métaux modifie leurs sensibilités ; la sensibilité d'un métal léger diminue rapidement par l'adjonction de métaux de plus en plus lourds ; celle d'un métal lourd est de moins en moins influencée dans les mêmes conditions ;

« 4° L'introduction dans la flamme du brûleur de gaz chlorhydrique ou de vapeurs de chloroforme diminue beaucoup la sensibilité ; le chloroforme la diminue plus que ClH. »

Fr. KLINGELFUSS. — Untersuchungen an Inductorien an Hand der Bestimmungsstücke derselben (Recherches expérimentales sur les bobines d'induction). — *Drude's Ann. d. Physik*, t. V, pp. 837-861 ; 1901.

Ces recherches ont été faites avec l'intention d'utiliser leurs résultats pour améliorer , d'une manière rationnelle, la construction des bobines d'induction.

Toutes choses égales, d'ailleurs, on obtient au secondaire des étincelles beaucoup plus longues, quand le circuit magnétique est fermé ou presque fermé, que quand le noyau a la forme d'un barreau, ce qui est le cas pour les bobines ordinaires.

La longueur des étincelles secondaires (maximum) est proportionnelle au nombre de tours au secondaire.

La différence de potentiel primaire, qui est intéressante, est non pas celle de la source qui alimente le primaire, mais celle des extra-courants qui s'y produisent ; l'auteur a mesuré celle-ci au moyen d'un micromètre à étincelles placé en dérivation sur le condensateur joint au primaire. L'interrupteur restant le même, il effectue les mesures d'abord sans mettre sur la bobine de circuit secondaire, puis en disposant des circuits secondaires de différents nombres de tours ; il fait varier l'intensité du courant primaire et la longueur d'étincelle demandée au secondaire. Quand il n'y a pas de secondaire, la distance explosive maximum obtenue au primaire croît proportionnellement à l'intensité du courant ; quand il y a un secondaire, la distance explosive est plus faible pour un même courant

que quand il n'y en a pas, et d'autant plus faible que le nombre de spires est plus grand; elle croît d'abord à peu près proportionnellement à l'intensité, puis moins vite que celle-ci. Une conséquence pratique est que l'isolement du primaire devra être d'autant meilleur, pour une distance explosive donnée à obtenir au secondaire, que celui-ci aura un nombre de spires plus faible.

Ces expériences donnent des distances explosives primaire et secondaire; les tables publiées par plusieurs expérimentateurs permettent d'en déduire les différences de potentiel correspondantes : on constate que le rapport de celles-ci est bien sensiblement égal au rapport des nombres de spires.

L'auteur étudie ensuite le rôle assez complexe du condensateur; il trouve que les conditions les plus favorables se trouvent remplies quand la capacité du condensateur et l'intensité du courant primaire sont tels que, la longueur d'étincelles maximum se trouvant atteinte, cesse de pouvoir l'être dès qu'on augmente un peu la capacité ou qu'on diminue un peu l'intensité.

Appliquant les préceptes mis en évidence par ses expériences, l'auteur a fait établir des bobines d'induction à circuit magnétique fermé, qui donnent de bien meilleurs résultats que les bobines ordinaires. Par exemple, une bobine ordinaire donnant des étincelles de 40 à 45 centimètres, a 150.000 spires et une résistance d'environ 50.000 ohms, le même résultat est ici obtenu avec 80.000 spires et une résistance de 4.000 ohms.

IGNAZ KLEMENČIČ. — Ueber die Aufbewahrung von Normalmagneten in Eisenbüchsen (Sur la conservation d'aimants dans des boîtes de fer). — T. VI, p. 175-180.

Le moment magnétique des aimants était mesuré de temps en temps; au début, se produit une petite perturbation, augmentation ou diminution de l'aimantation, qui est inférieure à 1 0/0; mais, après quelques jours, l'aimantation reste pratiquement constante. Il résulte de là que l'emploi des boîtes de fer est favorable pour la conservation et le transport des aimants des appareils de mesure. La boîte joue aussi le rôle d'écran contre les champs perturbateurs; la protection due à une seule enveloppe est assez faible; mais on pourrait, comme l'a fait M. Du Bois pour ses galvanomètres, la rendre très efficace en employant plusieurs enveloppes.

IGNAZ KLEMENČIČ. — Beiträge zur Kenntnis des Magnetisirungsvorganges. I. Ueber Härtungsnachwirkungen (Contribution à l'étude de l'aimantation. I. Sur la modification de la trempe avec le temps). — T. VI, p. 181-191.

L'auteur a montré que les modifications qui se produisent avec le temps dans l'aimantation d'un barreau sont dues à deux causes différentes : une modification dans l'état de trempe, qui se produit même si le barreau n'est pas ensuite aimanté, et une modification dans l'état particulier constituant l'aimantation. On peut étudier ces deux actions en trempant un barreau, l'aimantant un temps θ après la trempe et mesurant alors les variations avec le temps de son moment magnétique. Lorsque θ est très faible, une minute par exemple, la décroissance du moment magnétique avec le temps est beaucoup plus notable que quand θ est de l'ordre de une ou deux heures : c'est que, dans le premier cas, les deux modifications se superposent presque dès leur début. Ces modifications sont très rapides d'abord, pendant une heure par exemple, puis de plus en plus lentes. Ainsi, pour $\theta = 1$ minute, l'aimantation d'un barreau a diminué de 10 0/0 en 100 minutes, 16 0/0 en 1.000 minutes, 20 0/0 en 4.000 minutes; pour $\theta = 6$ heures, elle a diminué de 3 0/0 en 1.000 minutes, 5 0/0 en 4.000.

L'influence de l'aimantation sur la modification à la trempe est faible; cette modification est un peu plus rapide pour les barreaux non aimantés que pour les barreaux aimantés.

L'influence des dimensions sur la modification à la trempe est négligeable.

La nature de l'acier a une influence très nette sur la marche de la modification, et cette influence pourrait servir à caractériser les propriétés magnétiques de l'acier, à condition que la trempe se fasse toujours dans les mêmes conditions de température, car la température de la trempe joue ici un rôle capital.

Ch. Maurain.

R.-H. WEBER. — Ueber die durch elektrische Spizenentladung erzeugten Curven (Sur les courbes produites dans la décharge électrique par les pointes). — T. VI, p. 96-103.

Des pointes métalliques, reliées au sol, sont disposées symétriquement en quinconce. On en approche un instant un plateau de résine

électrisé sur lequel on projette ensuite un mélange de diverses poussières. Les figures obtenues sont formées de lignes droites : les contours polygonaux réguliers qu'elles dessinent séparent les uns des autres les domaines de décharge de chaque pointe.

On obtient exactement les mêmes figures, en lignes lumineuses, quand on remplace le gâteau de résine par un plateau métallique chargé et recouvert d'une couche mince isolante. Si cette dernière est une feuille de papier sensible, on obtient un enregistrement photographique direct de ces figures d'effluves.

L'auteur énumère des expériences sans aucun rapport avec la sienne, mais conduisant à des figures analogues.

H. Bénard.

A. WINKELMANN. — Ueber die Diffusion von Wasserstoff durch Palladium (Diffusion de l'hydrogène à travers le palladium). — T. VI, p. 104-115.

L'hydrogène, renfermé dans un tube manométrique calibré, préalablement rempli sous la pression atmosphérique, se diffuse dans l'air en traversant la paroi mince d'un tube de palladium chauffé dans un bec Bunsen, à température constante. On suit au chronomètre la variation de niveau de mercure. Les résultats sont incompatibles avec une vitesse de diffusion supposée proportionnelle à la pression du gaz, à chaque instant. Au contraire, ils se représentent bien, en admettant que le débit soit, à chaque instant, proportionnel à une puissance de la pression trouvée empiriquement égale à 0,71.

Mais, d'autre part, si l'on suppose que les molécules d'hydrogène ne peuvent traverser la paroi métallique sans être dissociées, on devra admettre la relation connue:

$$p^2_1 = Kp$$

entre la pression partielle p des molécules dissociées, la pression partielle p des molécules non dissociées et une constante K. Le calcul fait dans cette hypothèse concorde parfaitement avec l'expérience.

La valeur absolue du coefficient de diffusion de l'hydrogène à travers le palladium incandescent est voisine de celle du même gaz à travers le platine et concorde suffisamment avec celle déduite des expériences de Graham.

H. Bénard.

P. SCHÖNHERR. — Zur Kenntniss der Polarisationscapacität des blanken Platins (Mesure de la capacité de polarisation du platine poli et net). — T. VI, p. 116-124.

On sait que la présence des gaz occlus augmente considérablement la capacité de polarisation des électrodes de platine. L'auteur a mesuré directement celle de lames de platine, débarrassées autant que possible des gaz adhérents, en les portant préalablement à l'incandescence dans le vide. Son appareil de mesure est le pont de Wheatstone pour courants alternatifs, tels que l'ont employé M. Wien et E. Neumann : une des branches du pont porte, outre la capacité à mesurer, une self-induction réglable.

La capacité initiale, trouvée dans ces conditions (l'électrolyte, bouilli, est introduit dans le récipient vide), est 1/3 seulement de la valeur initiale ordinaire. L'addition d'hydrogène par électrolyse, à l'aide d'électrodes auxiliaires, la fait remonter à sa valeur ordinaire.

L'auteur attribue la lente diminution de la capacité de polarisation des lames ordinaires de platine à ce que la couche gazeuse adhérente disparaît peu à peu par diffusion.

H. Bénard.

A.-W. KAPP. — Ueber vollständige Gefrierpunktscurven binarer Matallegirungen (Sur les courbes de point de fusion complètes des alliages métalliques binaires). — T. VI, p. 754-773 ; 1901.

L'auteur étudie les six groupes d'alliages binaires BiSn, BiPb, BiCd, SnPb, SnCd, PbCd, tous fusibles dans des limites de température où on peut faire usage du thermomètre à mercure. Dans chaque groupe on considère, outre les métaux purs, neuf alliages intermédiaires dont les compositions varient de 10 en 10 0/0 de l'un des composants.

La méthode consiste à chauffer l'alliage au-dessus du point de fusion du moins fusible des deux métaux qui le composent, puis à l'abandonner à un refroidissement très lent et à noter les temps nécessaires pour qu'un thermomètre, plongé dans la masse de l'alliage, indique un abaissement de température de 1° de son échelle. A cet effet l'alliage fondu, contenu dans un mince creuset de fer, est porté à l'intérieur d'une cavité percée dans un bloc de

bois et revêtue intérieurement d'amiante. Le couvercle du creuset, revêtu aussi d'amiante, livre passage à la tige du thermomètre.

Les tableaux publiés par l'auteur montrent, pour chaque alliage, deux points d'arrêt, correspondant à ce que Rudberg a appelé les deux points de fusion de l'alliage. Le point d'arrêt inférieur est à peu près (non tout à fait rigoureusement) constant. Le point d'arrêt supérieur varie largement avec la composition de l'alliage. D'ailleurs, entre les deux points d'arrêt, les temps de refroidissement pour un degré de l'échelle sont toujours beaucoup plus grands qu'en dehors de cet intervalle, ce qui montre qu'il y a dégagement continu de chaleur latente.

Conformément aux idées d'Ostwald, on peut dire qu'un alliage binaire se comporte comme une dissolution de l'un des métaux dans l'autre. Pour les alliages pauvres, l'abaissement du point de fusion par rapport au métal dissolvant pur croît, avec la teneur en métal dissous, jusqu'à une certaine limite, pour laquelle les courbes de solubilité du métal A dans B et du métal B dans A se coupent. A ce point d'intersection correspond ce qu'on a appelé l'*alliage eutectique*, dont le point de fusion est minimum.

Cela posé, quand on abandonne au refroidissement un alliage fondu, autre que l'alliage eutectique, la dissolution devient saturée à une température convenable, qui est le point de fusion supérieur de l'alliage. Dès lors une petite quantité du dissolvant se solidifie, et l'on se trouve en présence d'un alliage plus riche en métal dissous, dont le point de fusion est inférieur à celui de l'alliage primitif, et ainsi de suite jusqu'à ce qu'on arrive à l'alliage eutectique. Celui-ci laisse déposer simultanément les deux métaux dans la proportion même où ils se trouvent à partir de ce moment. On a atteint le point de fusion inférieur qui, correspondant à une composition à peu près invariable, est aussi approximativement constant, qnelle que soit la composition de l'alliage binaire.

Les alliages eutectiques, relatifs aux divers groupes binaires étudiés par M. Kapp, ont les compositions suivantes:

SnBi	Bi = 56 0/0
PbBi	Bi = 57
CdBi	Bi = 60
CdSn	Sn = 70
PbSn	Sn = 66
PbCd	Cd = 16

E. B.

E. RIECKE. — **Ist die metallische Leitung verbunden mit einem Transport von Metallionen ? (La conductibilité métallique est-elle accompagnée du transport d'ions métalliques ?)** — *Physicalische Zeitschrift*, 3 Jahrgang, p. 639; 1901.

Un cylindre d'aluminium, pressé entre deux cylindres de cuivre, a été laissé pendant un an dans le circuit de la batterie d'accumulateurs du laboratoire de M. Riecke. Pendant ce laps de temps, le système a été traversé par un courant total de 938 ampères-heures capable de déposer 1^{kg},114 de cuivre. Le poids de chacun des trois cylindres n'a cependant pas varié de un trentième de milligramme.

E. B.

E. RIECKE. — **Schwebungen bei erzwungenen Schwingung (Battements résultant de vibrations forcées).** — *Physicalische Zeitschrift*, 3 Jahrg., p. 130; 1901.

Un pendule est formé d'un cordon d'environ 30 centimètres de long, portant un poids de 2 kilogrammes. A ce poids est attaché un second pendule, aussi léger que possible et dont la durée d'oscillation libre est presque égale à celle du pendule lourd. On met le pendule lourd en mouvement par choc léger, de façon que l'amplitude de son excursion soit presque insensible. On voit alors le second pendule osciller, avec une amplitude périodiquement variable, qui croît d'abord jusqu'à 90° ou au delà, pour décroître jusqu'à zéro et ainsi de suite.

L'auteur fait la théorie de cette expérience, qui s'interprète très aisément d'après les lois des vibrations forcées.

E. B.

TABLE DES MATIÈRES (*suite*).

AVRIL 1902.

TABLE DES MATIÈRES.

AVRIL 1902.

(*Voir* la suite à la page 3.)

Tours. — Imprimerie Deslis Frères.

Le Gérant : J. Deslis.

JOURNAL
DE PHYSIQUE
THÉORIQUE ET APPLIQUÉE,

FONDÉ

PAR J.-CH. D'ALMEIDA

ET PUBLIÉ PAR

MM. E. BOUTY, G. LIPPMANN, E. MASCART, A. POTIER,

ET

M. B. BRUNHES, adjoint à la rédaction,

AVEC LA COLLABORATION

D'UN GRAND NOMBRE DE PROFESSEURS ET DE PHYSICIENS.

QUATRIÈME SÉRIE.

TOME I. — MAI 1902.

PARIS,

AU BUREAU DU JOURNAL DE PHYSIQUE,

11, RUE RATAUD (5e).

Toutes les réclamations doivent être adressées à **M. Sandoz,** rue Rataud, 11, à Paris, 5e

Par application de la loi du 7 avril 1879, tous les bureaux de poste de France, d'Algérie, de Belgique, de Danemarck, de Hollande, d'Italie, de Norvège, de Portugal, de Suède et de Suisse sont autorisés à recevoir les abonnements. Nos lecteurs n'ont qu'à verser la somme de 17 francs pour la France ou 18 francs pour les pays ci-dessus désignés, **au nom de M. Sandoz,** ***Secrétaire du Journal,*** **rue Rataud, n° 11,** à Paris, 5e. Ils n'ont ni lettre ni mandat à envoyer, ni aucuns frais supplémentaires.

Le *Journal de Physique théorique et appliquée* paraît chaque mois et forme par an un volume grand in-8° de 40 à 50 feuilles, avec figures dans le texte. La première série 1872-1881 se vend 200 francs (rare). Les vingt derniers volumes, 1882-1901, se vendent séparément.... 15 fr.

Les abonnements sont annuels et partent de janvier.

Prix pour un an (12 numéros) :

France.. 17 fr.
Etranger.. 18 fr.

On s'abonne dans tous les bureaux de poste, au nom de M. Sandoz, rue Rataud, 11. Paris, 5e.

Tout ce qui concerne la rédaction doit être adressé à M. Bouty, rue du Val-de-Grâce, 9. Paris, 5e.

Tout ce qui concerne l'administration doit être adressé à M. Sandoz, rue Rataud, 11. Paris, 5e.

La table générale des trois séries (1872-1901) est en préparation et formera un volume d'environ 350 pages dont le prix est fixé à 10 francs.

AVIS

Désireuse de publier le plus promptement possible des Analyses des Travaux étrangers, la Rédaction prie MM. les Auteurs de vouloir bien lui envoyer désormais deux exemplaires de leurs nouveaux Mémoires.

SUR LES OSCILLOGRAPHES;

Par M. A. BLONDEL.

On peut définir les oscillographes des galvanomètres à oscillations extrêmement rapides (plus de 1.000 par seconde) et convenablement amorties, ne produisant pas d'effets parasites sensibles dans l'inscription des courants variables usuels à basse fréquence (1).

En faisant connaître, en 1893, la première solution de ce problème (2), j'ai signalé les conditions à remplir pour ces appareils, que je rappellerai brièvement :

Période d'oscillation propre aussi élevée que possible;

Suffisante sensibilité;

Amortissement voisin de l'amortissement critique;

Self-induction aussi faible que possible;

Absence de courants de Foucault et d'hystérésis.

La difficulté consiste principalement à concilier les deux premières conditions qui sont opposées : on n'y arrive que par l'emploi d'équipages mobiles spéciaux d'inertie infiniment petite, d'artifices optiques permettant l'emploi de très petits miroirs. Quant à l'amortissement suffisant, il ne peut être obtenu que par l'emploi d'un bain d'huile où plonge l'équipage mobile.

A côté de ces difficultés, il s'en est présenté plusieurs autres pour faire disparaître peu à peu les complications d'emploi et surtout de réglage, permettre de transformer les déviations en courbes, de les inscrire, et réunir tous les organes multiples en un tout compact et maniable par le premier venu, malgré l'emploi de l'arc électrique.

Pour ne pas donner à cette note un développement exagéré, je ne raconterai pas tous les avatars successifs de mes appareils, pendant les dix années que je leur ai consacrées; je ne reviendrai pas non plus sur l'historique de la question générale de l'enregistrement direct des courbes des courants variables, que les membres de la Société ont pu lire déjà dans l'intéressante communication de notre collègue M. Armagnat et dans la communication que j'ai présentée sur ce sujet au Congrès international de Physique de 1900. Je

(1) Je ne parlerai donc pas ici de l'ingénieux rhéographe de M. Abraham, qui est fondé sur un principe différent et qu'il a déjà décrit dans ce *Journal*, il y a quelques années.

(2) *C. R. de l'Académie des Sciences*, 6 mars 1893.

m'attacherai plutôt à résumer les derniers perfectionnements et à montrer que la théorie de ces appareils des nouveaux types se ramène bien à celle des oscillographes à barreau de fer doux donnée autrefois.

Dans ma première communication (1), étaient signalés trois types d'oscillographes : l'oscillographe à barreau de fer doux, formé d'un très petit barreau polarisé par un champ puissant et soumis à l'action d'une bobine; l'oscillographe bifilaire, formé de deux fils parallèles tendus dans un champ puissant et parcourus par le courant; et l'oscillographe à languette vibrante, sorte de téléphone dont la membrane serait remplacée par une bande étroite de tôle fixée à l'un des pôles de l'aimant.

Mais, bien que j'aie réalisé, dès cette époque, les deux premiers types, mon étude avait porté plus particulièrement sur le premier. J'ai perfectionné le second depuis quatre ans, après que M. Duddell l'eut déjà amélioré par l'emploi de bandes de bronze plates au lieu de fils de cuivre ronds.

J'ai, en outre, indiqué, il y a deux ans, dans la communication du Congrès, citée plus haut, un nouveau type que j'ai substitué au type à barreau de fer doux, et dans lequel le petit barreau polarisé, suspendu entre pivots ou par un fil de cocon, est remplacé par une mince bande de fer doux, encastrée aux extrémités et tendue par un ressort : les résultats obtenus par cette modification sont remarquables.

La présente communication comprendra deux parties : une description des plus récents modèles du type à bande vibrante et du type bifilaire et un exposé résumé de leur théorie comparée à celle de l'ancien type à barreau.

I. — Description des modèles nouveaux.

A. *Oscillographes à bandes de fer doux.* — Le grand avantage du système à bande, c'est que celle-ci est orientée non pas seulement par le champ magnétique, mais aussi par son élasticité propre de torsion, et que celle-ci suffit à lui donner déjà une période d'oscillation propre (vibrations tournantes) très courte. Aussi n'est-il plus nécessaire, pour produire le champ, de recourir à des

(1) *C. R. de l'Académie des sciences*, 6 mars 1893.

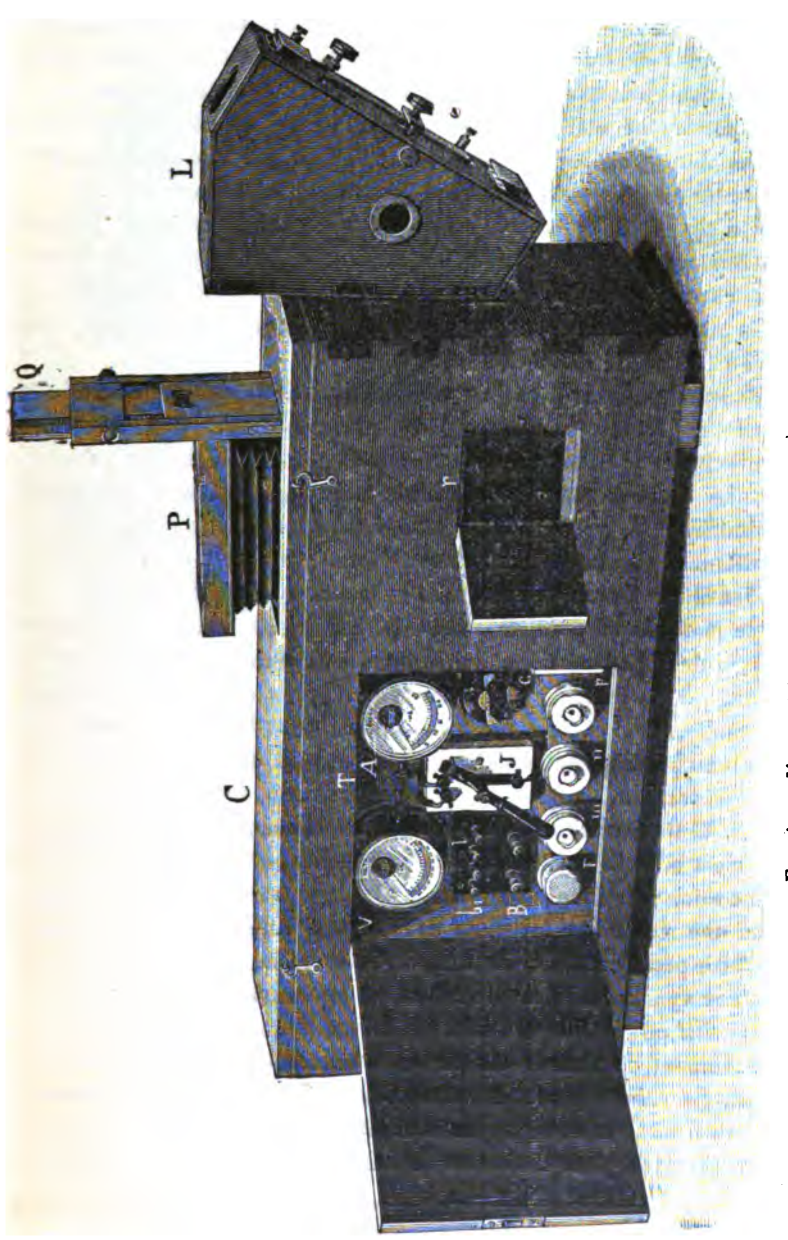


Fig. 1. — Vue extérieure de l'oscillographe à bande.

électro-aimants puissants, et de simples aimants bien proportionnés suffisent. Ce fait m'a permis de rendre l'appareil portatif, et, après des années de tâtonnements, de grouper tous les organes nécessaires dans une seule caisse toujours prête à mettre en service, et qui permet de voir les courbes par vision directe sur un écran, de les photographier en remplaçant l'écran par une glace sensible, ou de les projeter en remplaçant l'écran par un miroir à 45°.

Les *fig.* 1, 2, 3, 4, obligeamment prêtées par la *Revue générale des Sciences*(¹), expliquent la disposition de cette boîte et la marche des rayons lumineux dans l'appareil. Ces rayons lumineux sont émis par un arc à courants continus, renfermé dans le projecteur spécial accroché derrière la caisse.

Ils sont concentrés par un condenseur sur une fente verticale (ou plusieurs fentes parallèles dans les oscillographes multiples), tombent sur le petit miroir collé sur l'équipage mobile de l'oscillographe derrière une lentille fixe, sont renvoyés sur une lentille cylindrique à génératrices horizontales, réfléchis par un miroir oscillant et reçus finalement sur l'écran horizontal placé au dessus. La lentille cylindrique concentre le faisceau vertical très mince issu de la fente en un point très brillant, qui, en hauteur, est l'image du miroir de l'oscillographe par rapport à la lentille, et, en largeur, est l'image de la fente du projecteur par rapport à la lentille de l'oscillographe. On obtient ainsi un point très lumineux, malgré les dimensions trop faibles du miroir, qui ne dépassent pas 8/10 de millimètre en hauteur, quelques dixièmes de millimètre en largeur. Cette petitesse du miroir est un élément essentiel du succès, car c'est elle qui permet de réduire l'inertie au minimum.

Le miroir oscillant qui renvoie l'image sur l'écran est actionné par une came qui imprime aux rayons réfléchis un déplacement linéaire proportionnel au temps. Cette came est mue par un petit moteur synchrone à axe vertical ou horizontal, auquel est joint un dispositif obturateur qui masque la fente du projecteur pendant le mouvement de retour du miroir. L'ensemble s'appelle synchronoscope. La caisse porte dans un placard les appareils de manœuvre nécessaires pour envoyer les courants à étudier dans le ou les oscillographes et pour actionner le moteur sur la même distribution.

(¹) Voir dans cette *Revue* une description plus complète, au numéro du 15 juillet 1901. Les modèles récents sont plus petits.

Dans certaines applications, ce moteur est remplacé par un simple

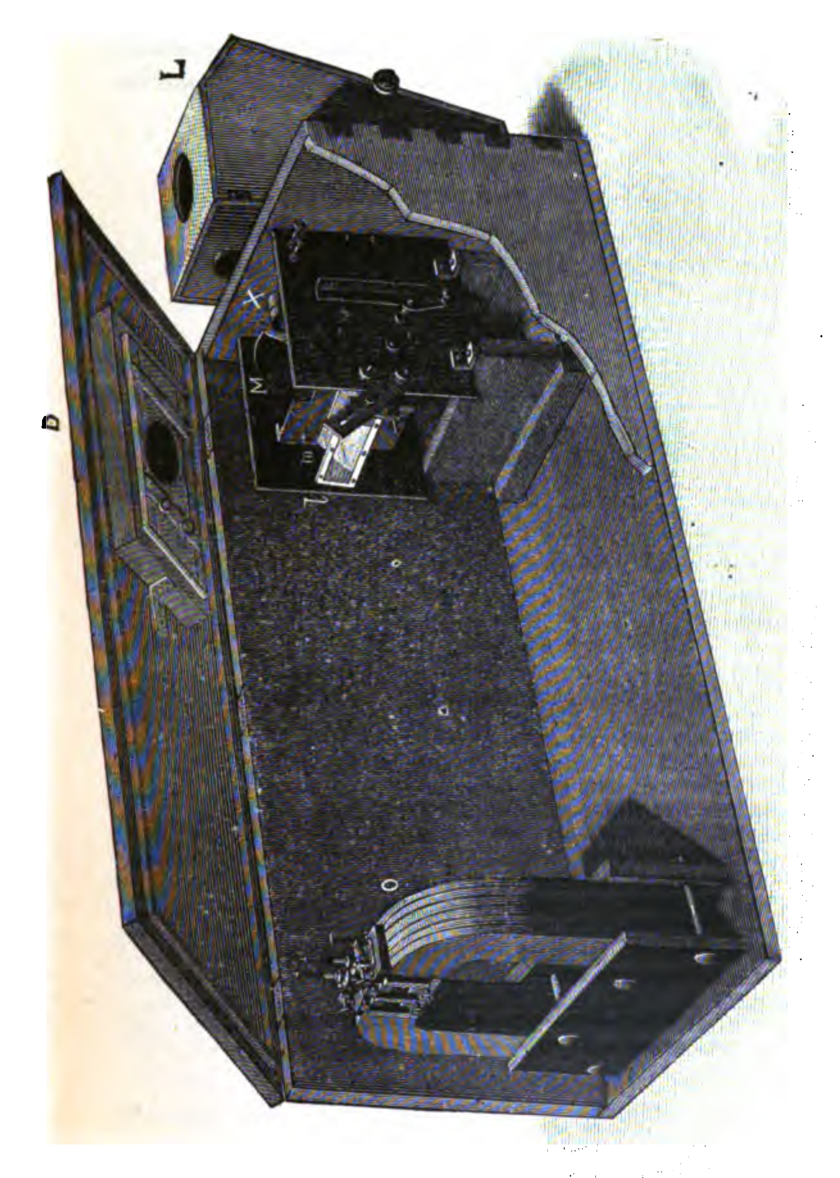


Fig. 2. — Vue intérieure d'un oscillographe double. — O, aimant à lames, portant à sa partie supérieure les deux oscillographes jumeaux ; D, chambre noire à soufflet ; *l*, lentille cylindrique ; *m*, miroir oscillant du synchronoscope ; M, disque obturateur monté sur l'arbre et tournant devant l'objectif ; X, objectif à lentille cylindrique fixé dans la paroi de la caisse et muni d'un diaphragme à trois fentes éclairant respectivement les miroirs des deux équipages mobiles et le miroir de repère.

moteur à courants continus.

Quant à l'oscillographe proprement dit, il est formé d'un fort aimant lamellé en fer à cheval, en acier d'Allevard, et d'une pièce rapportée entre les pôles, qui comprend, entre des paquets de tôles feuilletées et découpées convenablement, un, deux ou trois équipages

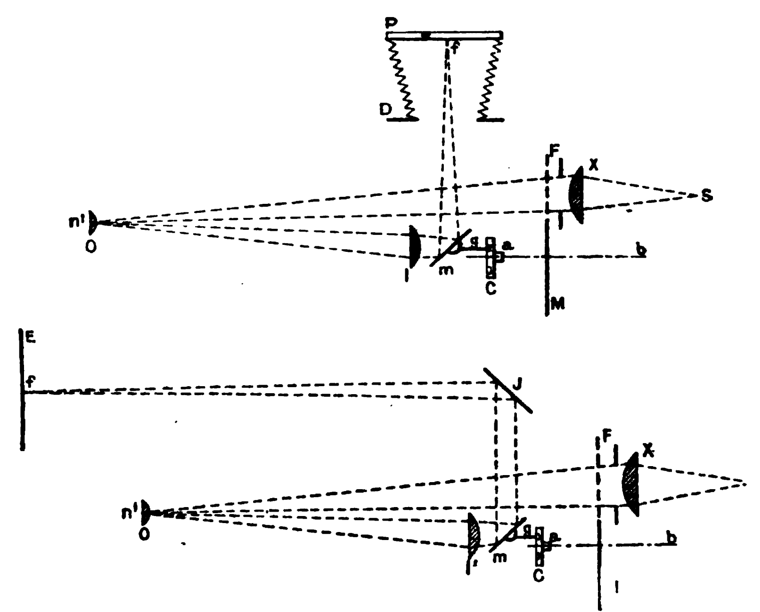


Fig. 3 et 4. — Schémas de la marche des rayons lumineux dans l'oscillographe « Kodak », soit pour le tracé et la photographie des courbes (*fig.* 3), soit pour leur projection dans un cours (*fig.* 4). — S, source de lumière (arc électrique) : X, objectif ou condenseur, à lentille cylindrique horizontale; F, diaphragme percé de fentes verticales éclairant chaque petit miroir *z*; *n*, miroir plan d'un équipage mobile; O, petite lentille plan-convexe de la boîte à huile; *l*, lentille cylindrique horizontale pour la concentration des rayons réfléchis; *m*, miroir oscillant à axe horizontal (perpendiculaire au tableau) commandé par un levier *g*; *ab*, arbre moteur; C, came calée sur cet arbre et agissant sur l'extrémité du levier *g*, et calculée de façon à ce que le déplacement du point lumineux *f* sur l'écran P soit proportionnel au temps; M, disque calé sur l'arbre *ab*, et échancré de façon à n'obturer les rayons que pendant le retour du point *f*: J, miroir qui remplace la chambre noire pour les projections; *l'*, lentille cylindrique à long foyer; E, écran de projection.

mobiles, suivant les cas, et autant de groupes de bobines (à gros fil ou à fil fin, suivant qu'on veut inscrire des courants ou des forces électromotrices). La *fig.* 5 représente une de ces pièces mobiles pour oscillographe double, et laisse voir sommairement le mode de construction de la boîte à huile qui contient l'équipage (formé d'une

bande de fer doux tendue sur un petit support pour le préserver contre la rouille et amortir les oscillations). Les huiles employées, et choisies par tâtonnement, sont en général les huiles de ricin ou de cèdre. Le réglage à l'amortissement critique se vérifie aisément en observant des courbes de rupture brusque de courant, qui doivent donner un

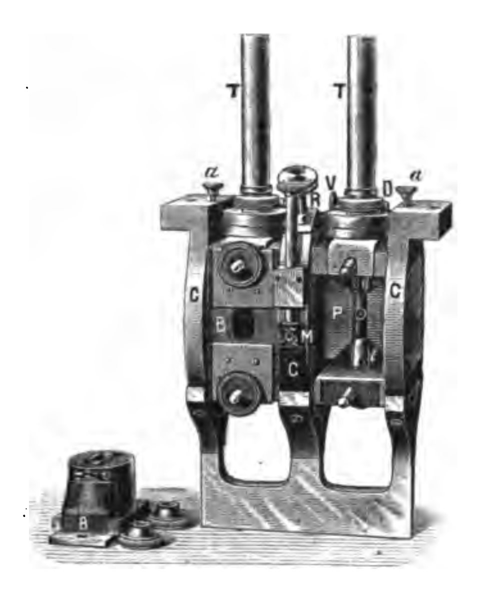


Fig. 5. — Pièce principale de l'oscillographe double à bande de fer doux. — C, support en bronze; P, pièces polaires feuilletées; T, tubes à huile; D, vis hélicoïdale réglant la hauteur des tubes; V, vis tangentes réglant l'orientation, au bouton d'arrêt de l'inclinaison en avant; M, miroir du repère; B, bobines.

angle droit au moment de la rupture. Le tube à huile est en verre avec monture métallique, et porte en avant une petite lentille encastrée derrière laquelle vient se placer le miroir collé au milieu de la bande. Celle-ci a, suivant les sensibilités ou fréquences désirées, une longueur de 10 à 30 millimètres et une largeur de 2/10 à 3/10 de millimètre, sur quelques centièmes de millimètre d'épaisseur. Les bobines sont encastrées dans les pièces polaires en fer doux, qui suppriment leurs actions mutuelles. Chaque élément est muni de trois réglages en hauteur, plongement et orientation. Un miroir de repère donne la ligne de zéro sur les clichés.

B. *Oscillographes bifilaires.* — Ils sont construits d'après des principes analogues. Pour les faibles sensibilités, j'emploie encore la

même disposition d'aimant permanent et de caisse, en remplaçant seulement l'aimant par un autre plus puissant et la pièce mobile de la *fig.* 5 par une autre, que représente la *fig.* 6 pour un appareil double. C'est une boîte en bronze contenant l'huile d'amortissement et dans les parois de laquelle sont incrustées des pièces polaires de concentration en fer, qui viennent s'appliquer contre les pôles de l'aimant. Elle porte des trous cylindriques verticaux dans lesquels s'engagent les supports d'équipage, et est fermée sur le devant par une lentille unique, servant à tous les équipages et au miroir de repère qui doit tracer la ligne zéro.

Chaque équipage est formé d'une bande de bronze, de cuivre ou d'aluminium, dont les extrémités supérieures sont attachées à deux tiges isolées portées par le support amovible, et dont la boucle du bas passe sur une petite poulie d'ivoire, fixée au même support par un ressort tendeur. Les tiges isolées servent pour l'amenée du courant,

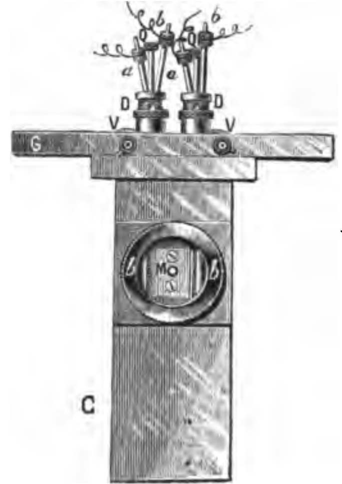


Fig. 6. — Pièce principale de l'oscillographe bifilaire double, se plaçant entre les pôles de l'aimant ou électro-aimant. — C, boîte en bronze avec pièces de fer brasées à l'intérieur; G, plateau supérieur; *b*, *b*, bifilaires; M, miroir du repère; V, vis tangentes pour l'orientation; D, vis hélicoïdales pour le réglage en hauteur; Q, tige à bouton mobile pour le réglage du plongement; *a* et *b*, bornes d'entrée et de sortie des courants.

qu'on fait passer par des résistances ou shunts convenables, comme pour tout galvanomètre. Au milieu de la double bande et à cheval sur elle, est collé le petit miroir.

Dans ce type comme dans le précédent, les supports, en forme de tubes, des équipages mobiles sont facilement visitables et interchangeables, et munis encore des trois réglages nécessaires.

L'oscillographe bifilaire, étant plus sensible que celui à fer doux et n'ayant aucune self-induction, convient plus spécialement aux travaux de laboratoire.

Pour les recherches demandant beaucoup de précision et de sensibilité, il est nécessaire d'employer des champs plus intenses. Dans ce cas la pièce mobile de la *fig.* 6 est placée non plus dans un aimant, mais entre les pôles d'un puissant électro-aimant du type Faraday, étudié spécialement en vue de cette application. La caisse unique est alors remplacée par deux caisses réunies par un soufflet (*fig.* 7), dont l'une contient l'électro-aimant, et l'autre le miroir oscillant, et son moteur ou synchronoscope.

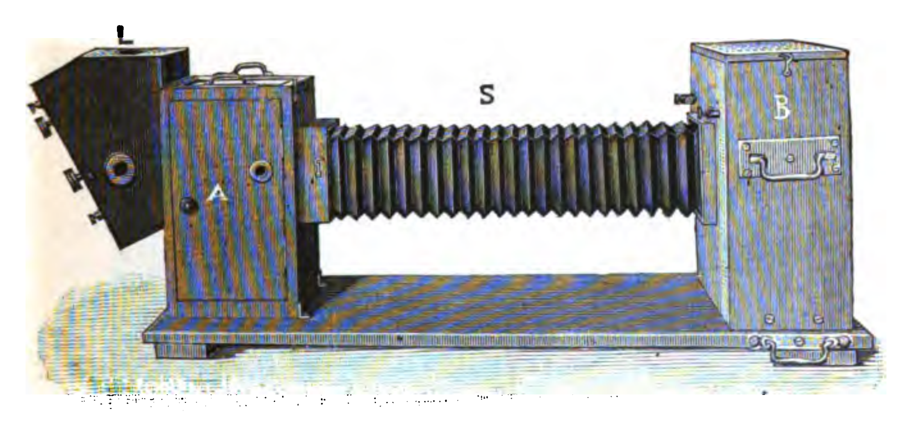


Fig. 7. — Vue d'ensemble de l'oscillographe bifilaire à électro-aimant pour laboratoires. — B, caisse contenant l'électro-aimant; S, soufflet en toile noire; A, caisse formant chambre noire et contenant le synchronoscope et l'écran photographique ; L, projecteur.

Je n'insisterai pas davantage ici sur les détails de la construction des oscillographes, j'ajouterai seulement qu'ils se prêtent à volonté à la photographie instantanée d'une courbe unique, au relevé d'un certain nombre de courbes successives superposées (cas intéressant pour l'étude des pulsations d'un phénomène périodique irrégulier) et même à l'enregistrement continu, cinématographique peut-on dire, d'un grand nombre de périodes. J'ai imaginé dans ce but

un châssis enregistreur à bande mû par moteur électrique, pouvant inscrire jusqu'à 100 périodes consécutives.



Fig. 8.

Les *fig.* 8 et 9 sont des reproductions de deux clichés instantanés obtenus sur plaques 9 × 12 et se rapportent au fonctionnement d'un



Fig. 9.

redresseur Leblanc n'ayant qu'un petit nombre de touches au collecteur.

Les sensibilités et les fréquences obtenues avec ces appareils sont en moyenne les suivantes :

Type industriel ordinaire à fer doux, à aimant, d'un usage limité aux courants supérieurs à 1/10 d'ampère et tensions supérieures à 25 volts ; 6.000 à 10.000 périodes par seconde, 50 à 100 millimètres par ampère à 1 mètre.

Type bifilaire à aimant : même fréquence ; 100 à 200 millimètres par ampère à 1 mètre.

Type bifilaire de laboratoire à électro-aimant : 10.000 périodes, 800 à 1.200 millimètres par ampère à 1 mètre ; ou bien, fréquence, 2.500 périodes ; sensibilité, 15 à 20 millimètres par milliampère à 1 mètre.

Avec des pièces de concentration dans le tube à huile, le type à fer doux peut atteindre 40.000 périodes pour l'appareil simple et 20.000 pour l'appareil double, la sensibilité étant, d'autre part, diminuée inversement au carré de la fréquence. Avec un électro-aimant, je me propose de réaliser prochainement un chronographe à bande vibrante donnant le 1/100.000 de seconde.

Un grand progrès a été réalisé, comme on le voit, depuis 1893, époque à laquelle j'atteignais seulement 1.000 à 2.000 périodes.

Je dois faire, du reste, revenir une bonne partie du mérite de ce progrès à l'habileté des constructeurs, et plus particulièrement : de MM. Dobkévitch et Nagel, qui m'ont prêté un concours aussi précieux que persévérant depuis quatre ans pour la mise au point pratique de tous les détails (1) ; de M. Werlein pour les tubes, les petits miroirs, etc. ; de M. Pellin, pour les miroirs et les bandes ; enfin, plus récemment de M. Carpentier qui construit avec sa perfection ordinaire des modèles contenant plusieurs dispositifs ingénieux.

II. — Théorie des oscillographes.

Dans ce qui suit, je considérerai d'abord le cas le plus simple, celui des anciens oscillographes à barreau de fer doux, afin de pouvoir exposer sous une forme simple les principes et les formules générales auxquels je ramènerai ensuite l'étude des deux autres types décrits ci-dessus.

---

(1) Tous les appareils décrits ci-dessus ont été exécutés par eux d'après mes dessins. J'ai eu également, pour des types antérieurs, le concours excellent de mes assistants successifs MM. Jigouzo, Duris, Farmer, Tchernosvitoff.

A. — *Oscillographes simples* (1).

L'équipage mobile est soumis, comme pour tous les galvanomètres, à quatre actions simultanées :

1° Un couple déviateur GI proportionnel à la constante galvanométrique G et au courant à mesurer I;

2° Une force antagoniste $C\theta$, sensiblement proportionnelle à l'écart angulaire θ;

3° L'inertie K de la partie mobile, et

4° Une force d'amortissement $A\frac{d\theta}{dt}$, en général proportionnelle à la vitesse angulaire à chaque instant.

Le mouvement suit donc l'équation différentielle bien connue :

$$K\frac{d^2\theta}{dt^2} + A\frac{d\theta}{dt} + C\theta = GI.$$

Notre desideratum est que le mouvement périodique de la partie mobile suive une loi aussi voisine que possible de celle du courant observé, de façon qu'à chaque instant θ diffère aussi peu que possible de la valeur $\frac{GI}{C}$ qu'il devrait avoir sans les effets parasites qui accompagnent le mouvement. Ce problème de *synchronisation intégrale* est une application des théories générales de la résonance et une extension de celle de la *synchronisation simple* que M. Cornu (2) a traitée, il y a quelques années, d'une façon si lumineuse et si féconde.

Pour simplifier l'écriture et donner une forme plus parfaite aux formules, je désignerai dans tout ce qui suivra par $\Theta = 2\pi\sqrt{\frac{K}{C}}$ la période d'oscillation propre de l'instrument lorsqu'il n'est pas amorti, par λ la période réduite ou le rapport $\frac{\Theta}{T}$ de cette période à celle du courant à étudier T, par $\alpha = \frac{A}{2\sqrt{KC}}$ le degré d'amortissement de l'appareil (d'après une définition très commode de M. Curie), enfin

(1) Cf. A. Blondel, *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences*, avril 1893, p. 748.
(2) A. Cornu, *Comptes Rendus*, 31 mai 1887.

par Θ' la pseudo-période de l'instrument amorti :

$$\Theta' = \frac{2\pi(2K)}{\sqrt{4KC - A^2}} = \frac{\Theta}{\sqrt{1 - \alpha^2}}.$$

L'intégrale complète s'obtient en ajoutant à l'intégrale particulière $\theta_1 = \frac{GI}{C}$, l'intégrale générale comprenant les termes exponentiels connus, d'où les expressions suivantes :

1° Dans le cas où $A^2 < 4KC$, c'est-à-dire avec un coefficient d'amortissement inférieur à l'unité ($\alpha < 1$) :

$$\theta = \theta_1 + e^{-\frac{A}{2K}t}\left[b_1 \sin \frac{\sqrt{4KC - A^2}}{2K}t + b_2 \cos \frac{\sqrt{4KC - A^2}}{2K}t\right]$$
$$= \theta_1 + e^{-2\pi\alpha\frac{t}{\Theta}}\left[b_1 \sin \frac{2\pi}{\Theta'} + b_2 \cos \frac{2\pi t}{\Theta'}\right]$$

ou

$$= \theta_1 + e^{-2\pi\alpha\frac{t}{\Theta}}\, b \sin 2\pi \left(\frac{t}{\Theta'} - \varphi\right)$$

en appelant b_1 et b_2 ou b ou φ deux constantes d'intégration ;

2° Dans le cas où $A^2 = 4KC$, ($\alpha = 1$), amortissement critique :

$$\theta = \theta_1 + b_1 e^{\frac{-A}{2K}t} = \theta_1 + b_1 e^{-2\pi\frac{t}{\Theta}};$$

3° Dans le cas où $A^2 > 4KC$, ($\alpha > 1$) ; coefficient d'amortissement plus grand que l'unité :

$$\theta = \theta_1 + b_1 e^{-\frac{A + \sqrt{A^2 - 4CK}t}{2K}} + b_2 e^{-\frac{A - \sqrt{A^2 - 4KC}t}{2K}}$$
$$= \theta_1 + b_1 e^{-2\pi t\left(\frac{\alpha}{\Theta} - \frac{1}{\Theta'}\right)} + b_2 e^{-2\pi t\left(\frac{\alpha}{\Theta} + \frac{1}{\Theta'}\right)}.$$

Les exponentielles tendent vers zéro quand t croît indéfiniment, pourvu que l'amortissement ne soit pas nul. M. Cornu en a déduit la condition nécessaire et suffisante pour la synchronisation simple : $A > 0$, c'est-à-dire que, pour qu'un système oscillant se synchronise, il suffit que ses oscillations propres soient amorties.

La reproduction intégrale d'une courbe exige des conditions plus étroites :

1° Les phénomènes enregistrés présentent toujours des petits à-coups inévitables ou des discontinuités. Dans les deux cas, si l'on intègre à partir du moment d'un de ces effets perturbateurs, on voit

aisément que les conditions initiales n'annulent pas les termes de l'intégrale générale, comme cela a lieu en tout point où le phénomène est continu. Il en résulte, si le degré d'amortissement α est petit, que ces termes réveillent constamment les oscillations propres et que des *rides* ou houppes festonnent presque sans interruption les courbes ([1]). Si l'on donne à α une valeur plus grande, mais inférieure à l'unité, les rides s'éteignent rapidement; mais chaque discontinuité de la fonction étudiée fait réapparaître quelques oscillations, comme le montre l'usage. Le meilleur degré d'amortissement dans ce dernier cas, c'est-à-dire dans la plupart des applications pratiques, est donc, au moins théoriquement, l'apériodicité critique $\alpha = 1$; car c'est cette valeur qui rend le plus rapidement négligeables les termes exponentiels, y compris le terme en t. Mais cette condition n'est pas rigoureuse, et l'on peut sans inconvénient admettre des amortissements plus faibles, toutes les fois que le nombre des oscillations propres dépasse 50 fois la fréquence des courants étudiés, comme cela doit être pour tout bon oscillographe; car les rides deviennent si rapprochées qu'elles forment de courtes houppes triangulaires, faciles à reconnaître et qu'il suffit de remplacer par leur ligne médiane pour obtenir le tracé vrai cherché.

Dans ces conditions, il vaut mieux se tenir un peu au-dessous de la valeur critique, car un petit défaut d'amortissement entraîne une moindre déformation qu'un excès d'amortissement.

2° Supposons les rides des termes exponentiels éliminés; il faut encore que la solution particulière qui subsiste diffère le moins possible de $\frac{GI}{C}$, c'est-à-dire que A et K soient le plus petits possible.

Supposons GI périodique et développable par la série de Fourier :

$$(2)\quad GI = B_0 + B_1 \sin\left(2\pi \frac{t}{T} - \beta\right) + \ldots + B_n \sin\left(2\pi \frac{nt}{T} - \beta_n\right).$$

L'intégrale particulière peut s'écrire sous la forme d'une nouvelle série :

$$(3)\qquad \theta_1 = \frac{1}{C}\left[B_0 + \Phi_1 + \Phi_2 + \ldots + \Phi_n + \text{etc}\ldots\right],$$

dans laquelle le terme général de rang n a pour valeur (2), en dési-

([1]) Voir, par exemple, *Comptes Rendus*, 6 mars 1893, p. 502 (*fig.* 1).

gnant le rapport $\frac{\Theta}{T}$ par λ :

$$(4)\quad \Phi_n = \frac{B_n \sin\left(2\pi \frac{nt}{T} - \beta_n - \psi_n\right)}{\sqrt{\left[1 - \left(\frac{2n\pi}{T}\right)^2 \frac{K}{C}\right]^2 + \left[\frac{2n\pi}{T}\frac{A}{C}\right]^2}} = \frac{B_n \sin(n\omega t - \beta_n - \psi_n)}{\sqrt{(1 - n^2\lambda^2)^2 + (2n\lambda\alpha)^2}}$$

avec

$$(5)\quad \text{tang}\, \psi_n = \frac{2n\pi}{T} \frac{A}{C\left[1 - \left(\frac{2n\pi}{T}\right)^2 \frac{K}{C}\right]} = \frac{2n\lambda\alpha}{1 - n^2\lambda^2}.$$

On voit que :

1° Les retards de phase subis par les divers harmoniques vont en croissant depuis la valeur $\frac{2\alpha}{1-\lambda^2}$, pour $n = 1$, jusqu'à $\frac{T}{2}$, pour $n = \infty$, en passant par la valeur $\frac{T}{4}$ pour $n = \frac{1}{\lambda}$; et ils sont d'autant plus grands que α est plus fort ; à ce point de vue, l'amortissement doit donc être réduit autant que possible, eu égard aux autres conditions du problème.

2° Les harmoniques supérieurs $\left(n > \frac{1}{\lambda}\right)$ sont affaiblis dans une proportion croissante avec n, tandis que les premiers harmoniques $\left(n < \frac{1}{\lambda}\right)$ subissent un renforcement variable, qui est maximum pour la valeur qui rend le dénominateur de Φ_n minimum. En annulant la dérivée de celui-ci, on trouve :

$$n' = \frac{\sqrt{1 - 2\alpha^2}}{\lambda}.$$

Ce numéro d'ordre de l'harmonique le plus renforcé est, comme on le voit, d'autant plus fort que α est plus petit. Le terme correspondant prend la valeur :

$$\Phi'_n = \frac{B_n' \sin(n'\omega t - \varphi_n' - \psi_n')}{2\alpha\sqrt{1 - \alpha^2}}$$

avec

$$\text{tang}\, \psi_n' = \frac{\sqrt{1 - 2\alpha^2}}{\alpha}.$$

Si l'amortissement était nul ($\alpha = 0$), l'instrument deviendrait donc

un résonateur parfait pour l'harmonique $n' = \frac{1}{\lambda}$. En tout cas, la résonance sera d'autant plus forte que α sera plus petit.

Il est donc nécessaire, pour éviter les phénomènes de résonance, qu'il y ait un amortissement ($\alpha > 0$) ; de plus, pour qu'aucun harmonique supérieur au premier ne soit renforcé, il faut et il suffit [1] que α soit $> \sqrt{\frac{1-\lambda^2}{2}}$ $\left(\text{ou sensiblement } \alpha > \sqrt{\frac{1}{2}}\right)$.

Si l'on substitue cette valeur $\alpha = \sqrt{\frac{1-\lambda^2}{2}}$ dans l'expression (4) de Φ_n qui devient :

$$\Phi_n = \frac{B_n \sin(n\omega t - \beta_n - \psi_n)}{\sqrt{(1 - n^2\lambda^2)^2 + 2n^2\lambda^2(1 - \lambda^2)}}$$

avec

$$\operatorname{tang} \psi_n = \frac{n\lambda\sqrt{1-\lambda^2}}{1 - n^2\lambda^2} ;$$

on voit que, λ étant petit devant l'unité, les déformations subies par l'harmonique de rang n ne dépendent plus sensiblement que du produit $n\lambda$.

Il en est de même si l'on choisit la valeur $\alpha = 1$ indiquée plus haut, ce qui donne :

$$\Phi_n = \frac{B_n \sin(n\omega t - \beta_n - \varphi_n)}{1 + n^2\lambda^2}$$

$$\operatorname{tang} \psi_n = \frac{2n\lambda}{1 - n^2\lambda^2}.$$

On devra donc faire $n\lambda$ aussi faible que possible, c'est-à-dire λ d'autant plus petit que I contient des harmoniques d'ordres supérieurs plus importants.

En résumé, si l'on tient compte des conditions indiquées successivement en considérant les deux parties de l'intégrale, on voit que :

1° Le *degré d'amortissement*, tout en restant aussi faible que possible, ne doit pas descendre, en général (sauf le cas d'une fonction

---

[1] Cette condition serait aussi remplie, si on faisait un oscillographe à oscillation plus lente que celle du courant ($\lambda > 1$) ; mais il va sans dire que cette solution est étrangère à la question, car le dénominateur des termes de la série serait si grand qu'il donnerait lieu à une déformation énorme. Quand λ est très grand, l'appareil n'indique plus sensiblement que le terme fondamental avec un décalage d'autant plus voisin de $\frac{\pi}{2}$ que l'amortissement α est plus petit.

simplement harmonique), au-dessous des valeurs $\sqrt{\frac{1}{2}}$, dans le cas d'un phénomène pratiquement continu et sans à-coup ; ou 1 dans le cas contraire, c'est-à-dire dans le cas le plus général ;

2° La *période propre* d'oscillation de l'instrument doit être d'autant plus petite par rapport à celle du courant étudié que les harmoniques élevés sont plus importants dans la composition de celui-ci. Lorsque la période est très rapide, les rides sont assez facilement reconnaissables et rectifiables pour permettre d'accepter des amortissements beaucoup plus faibles que la valeur critique et réduire ainsi la déformation des harmoniques supérieurs. Mais il faut se méfier ; car, si on est voisin de l'amortissement critique, les houppes se réduisent à un simple crochet difficile à reconnaître.

Nous allons voir maintenant comment, malgré leur complication beaucoup plus grande, les oscillographes bifilaires et à bandes de fer suivent les mêmes lois.

B. — *Oscillographe bifilaire.*

L'équation du mouvement vibratoire de l'oscillographe bifilaire s'établit de la façon suivante :

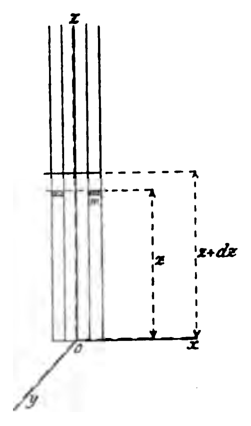


Fig. 10.

Prenons, comme axe des z, la ligne verticale médiane du système des deux bandes; comme axe des x, la ligne horizontale moyenne

passant par l'extrémité du système, et comme axe des y l'axe perpendiculaire.

Considérons une tranche horizontale de la double bande à la distance z de l'origine point d'attache du bifilaire et un filet vertical ab de section $d\sigma$ à la distance r de l'axe oz. Quand le courant i passe dans le bifilaire, il est tordu, le couple déviant en un point m pour un élément dz est

$$\mathcal{H} \,.\, i \,.\, a \,.\, dr,$$

$\mathcal{H}$ étant le champ en ce point.

D'autre part, suivant la théorie générale de la torsion des prismes de Saint-Venant, la tranche d'épaisseur dz est soumise, sur ses deux faces horizontales, à deux autres couples différents :

$$- GJ_1 \frac{d\psi}{dz},$$

et

$$GJ_1 \left[\frac{d\psi}{dz} + d\left(\frac{d\psi}{dz}\right)\right],$$

ψ étant l'angle de torsion de cette tranche, G, le coefficient d'élasticité de glissement $\left(\text{égal à } \frac{2}{5} \text{ E d'après Navier}\right)$; Eétant le coefficient d'élasticité de traction ; J_1, un coefficient calculé par Saint-Venant. De plus, pour une torsion ψ, l'élément du filet ab considéré se trouve écarté de sa position de repos d'une distance y telle que : $y = r \,.\, \psi$, pour ψ très petit. Par suite, l'élément dz du filet ab est soumis à une force sensiblement perpendiculaire à o_1m et dont la valeur est, suivant une expression connue dans les vibrations transversales des cordes :

$$\frac{T}{\sigma} \cdot d\sigma \cdot \frac{d^2y}{dz^2},$$

$\frac{T}{\sigma}$ étant la tension par unité de surface ; $\frac{T}{\sigma} d\sigma$, la tension pour une surface $d\sigma$.

Remplaçant y par $r \,.\, \psi$, il vient :

$$\frac{T}{\sigma} \,.\, d\sigma \,.\, r \frac{d^2\psi}{dz^2};$$

cette force donne lieu à un couple autour de l'axe oz égal à :

$$r \,.\, \frac{T}{\sigma} \,.\, d\sigma \,.\, r \frac{d^2\psi}{dz^2}.$$

Le couple résultant dans la tranche horizontale sera :

$$\frac{T}{\sigma} \cdot \frac{d^2\psi}{dt^2} \int r^2 d\sigma = \frac{T}{\sigma} \cdot \frac{d^2\psi}{dz^2} \cdot J,$$

J étant le moment d'inertie de la section autour de l'axe oz.

D'autre part, le moment des forces d'inertie est :

$$- \rho \cdot J \cdot \frac{d^2\psi}{dt^2} \cdot dz,$$

ρ étant la densité de la matière.

En tenant compte enfin de l'amortissement par un terme proportionnel à la vitesse $A \frac{d\psi}{dt}$, l'équation du mouvement devient :

$$(6) \qquad -\left(GJ_1 + J\frac{T}{\sigma}\right) \frac{d^2\psi}{dz^2} + A \frac{d\psi}{dt} + \rho J \frac{d^2\psi}{dt^2} = \mathcal{H}ia.$$

Le courant i qu'il s'agit d'étudier est une fonction périodique qu'on peut mettre sous la forme d'une série de Fourier impaire :

$$I = I_1 \sin(\omega t - \beta_1) + I_3 \sin(3\omega t - \beta_3) + ... + I_n \sin(n\omega t - \beta_n) + ...$$

Le champ magnétique $\mathcal{H}$, auquel le filet est soumis, est réparti sur la longueur l de la lame d'une façon variable, mais symétrique, par rapport au plan horizontal passant par le milieu du bifilaire. Nous pouvons le représenter par une série de Fourier impaire sans décalages :

$$\mathcal{H} = H_1 \sin \frac{\pi z}{l} + H_3 \sin \frac{3\pi z}{l} + ... + H_m \sin \frac{m\pi z}{l} + ...$$

de sorte que le second membre de l'équation peut être ramené dans tous les cas à une série de la forme :

$$\Sigma a H_m I_n \sin \frac{m\pi z}{l} \sin(n\omega t - \beta_n).$$

Le régime permanent établi, l'angle ψ aura évidemment pour valeur une série de la même forme :

$$\psi = \left\{ \begin{array}{l} \sin \frac{\pi z}{l} [B_{1,1} \sin(\omega t - \varphi_1 - \psi_{1,1}) + B_{1,3} \cdot \sin(\omega t - \varphi_3 - \psi_{1,3}) + ... \\ + \sin \frac{3\pi z}{l} [(B_{3,1} \sin(\omega t - \varphi_1 - \psi_{3,1}) + B_{3,3} \sin(3\omega t - \varphi_3 - \psi_{3,3})] + ... \\ + \dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots \\ + \sin \frac{m\pi z}{l} [B_{m,1} \sin(\omega t - \varphi_1 - \psi_{m,1}) + B_{m,3} \sin(3\omega t - \varphi_3 - \psi_{m,3})] + ... \\ + \dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots \end{array} \right.$$

qu'on peut représenter plus simplement par :

$$\psi = \Sigma B_{m,n} \sin \frac{m\pi}{l} z \, . \sin (n\omega t - \beta_n - \psi_{m.n}),$$

car tout terme de ce genre peut satisfaire à l'équation différentielle, à la seule condition de déterminer les constantes $B_{m.n}$ et $\psi_{m.n}$.

Au point de vue physique, cela revient à dire que le bifilaire vibrera non seulement dans son ensemble, mais aussi se fractionnera en portions plus petites et impaires, dans lesquelles se produiront des vibrations parasites de *même fréquence* que les vibrations principales de l'ensemble de la bande.

Pour déterminer B et ψ, il suffit de substituer dans l'équation (1) et d'identifier. On trouve ainsi en faisant la substitution :

$$B_{m,n} \sin (n\omega t - \beta_n - \psi_{m,n}) \left[\left(GJ_1 + J \frac{T}{\sigma} \right) \left(\frac{m\pi}{l} \right)^2 \rho J (n\omega)^2 \right] + An\omega B_{m,n} \cos (n\omega t - \beta_n - \psi_{m,n}) = aH_m \, . \, I_n \sin (n\omega t - \beta_n).$$

Posons pour simplifier :

$$P = \left(GJ_1 + J \, . \frac{T}{\sigma} \right) \left(\frac{m\pi}{l} \right)^2 - \rho J \, (n\omega)^2,$$
$$Q = n\omega t,$$
$$\beta_n - \psi_{m,n} = \gamma,$$

et identifions les coefficients de $\sin n\omega t$ et $\cos n\omega t$.

$$B_{m.n} (P \cos \gamma - Q \sin \gamma) = aH_m I_n \cos \beta_n$$
$$B_{m.n} (Q \cos \gamma + P \sin \gamma) = aH_m \, . \, I_n \, . \sin \beta_n,$$

d'où :

$$B_{m.n} = \frac{H_m I_n}{\sqrt{P^2 + Q^2}},$$
$$\operatorname{tang} \gamma = \frac{P \sin \beta_n + Q \cos \beta_n}{P \cos \beta_n - Q \sin \beta_n} = \operatorname{tang} \left(\beta_n + \operatorname{arc\,tang} \frac{Q}{P} \right),$$

d'où :

$$\operatorname{tang} \psi_n = \operatorname{tang} (\gamma - \varphi_n) = \frac{Q}{P}.$$

Posons :

$$\left(GJ_1 + J \, . \frac{T}{\sigma} \right) \left(\frac{m\pi}{l} \right)^2 = C_m \text{ (couple de torsion élémentaire)},$$
$$\rho J = K \text{ (moment d'inertie de la section)}.$$

Il vient ainsi pour les valeurs de $B_{m.n}$ et tang ψ_n. :

$$B_{m\,n} = \frac{H_m \,.\, I_n}{C_m\sqrt{\left(n\omega\,\frac{A}{C_m}\right)^2 + \left(1 - n^2\omega^2\,\frac{K}{C_m}\right)^2}},$$

$$\text{tang}\,\psi_n = \frac{n\omega A}{C_m\left(1 - n\omega\,\frac{K}{C_m}\right)}.$$

La condition pour que l'oscillographe soit bon est que les déviations au centre $\left(\frac{\pi z}{l} = \frac{\pi}{2}\right)$ diffèrent très peu, à chaque instant, de ce qu'elles seraient pour un courant constant de même valeur.

Or, pour déterminer les déviations statiques, il suffit, dans l'équation (6), de supprimer les dérivées par rapport à t, ce qui donne :

$$-\left(GJ_1 + J\,\frac{T}{\sigma}\right)\frac{d^2\psi}{dz^2} = \mathcal{H}ia\,;$$

le second membre étant une série dont le terme général est :

$$aiH_m \sin\frac{m\pi z}{l},$$

le terme général $B_m \sin\frac{m\pi z}{l}$ correspondant s'en déduit par l'identification :

$$B_m\left(GJ_1 + J\,.\,\frac{T}{\sigma}\right)\left(\frac{m\pi}{l}\right)^2 = aiH_m,$$

d'où :

$$B_m = \frac{aiH_m}{\left(GJ_1 + J\,.\,\frac{T}{\sigma}\right)\left(\frac{m\pi}{l}\right)^2} = \frac{aiH_m}{C_m}.$$

La période d'oscillation propre Θ du bifilaire, qui s'obtient en faisant le second membre égal à 0 dans l'équation différentielle, a pour expression pour le bifilaire subdivisé en m sections vibrantes :

$$\Theta = \frac{2l}{m}\sqrt{\frac{J\,.\,\rho}{G\,.\,J_1 + J\,.\,\frac{T}{\sigma}}} = 2\pi\sqrt{\frac{K}{C_m}} = \frac{\Theta_0}{m},$$

Θ_0 étant la période fondamentale pour $m = 1$,

$$\Theta_0 = 2\pi\sqrt{\frac{J\rho}{\left(GJ_1 + J\,\frac{T}{\sigma}\right)\left(\frac{\pi^2}{l}\right)}}$$

Si donc on désigne par λ le rapport $\frac{\Theta_0}{T}$ de la période Θ_0 à celle T du courant alternatif, α le coefficient d'amortissement $\left(\alpha = \frac{A}{\sqrt{4KC_m}}\right)$, on peut écrire pour B et ψ les expressions précédentes sous la nouvelle forme :

$$B_{m,n} = \frac{aH_m \cdot I_n}{C_m \sqrt{(2n\lambda\alpha)^2 + (1 - n^2\lambda^2)^2}}$$

$$\text{tang}\ \psi_n = \frac{2n\lambda\alpha}{1 - \frac{n^2\lambda^2}{m^2}}.$$

Ces formules montrent que le terme correctif principal dû à l'inertie est d'autant plus faible que m est plus élevé. Si donc l'oscillographe est construit de façon que l'erreur due à l'inertie et à l'amortissement soit très faible dans l'hypothèse d'un champ sinusoïdal ($m = 1$), les erreurs seront encore plus faibles sur les termes additifs correspondant aux concamérations supérieures ($m > 1$).

Il suffit donc de rendre négligeable le dénominateur de $B_{m,n}$ et le décalage tang ψ_n pour $m = 1$, pour avoir un bon oscillographe.

On retombe ainsi sur des expressions semblables à celles trouvées pour l'oscillographe à barreau mobile.

On voit, de plus, que, si ces conditions sont remplies, il importe peu que la répartition du champ le long du bifilaire se fasse suivant une loi plutôt que suivant une autre; la plus simple théoriquement serait la forme sinusoïdale $\mathcal{H} = \mathcal{H}_0 \sin \frac{\pi z}{l}$. Mais, en général, on ne peut la réaliser.

La pratique a indiqué que, pour les bonnes mesures dans l'oscillographe à fer doux, il faut $\frac{T}{\Theta_0}$ voisin de 100, le degré d'amortissement étant au plus égal à l'unité. Les mêmes conclusions seront donc applicables à l'oscillographe bifilaire et au suivant.

Remarque I. — De Saint-Venant, dans l'étude des vibrations tournantes, n'a considéré que le cas d'un prisme sans tension ni amortissement. Dans ces conditions, il a trouvé pour équation du mouvement :

$$-\rho dz . J \frac{d^2\psi}{dt^2} + GJ_1\, d\left(\frac{d\psi}{dz}\right) = 0;$$

d'où :

$$u^2 \frac{d^2\psi}{dz^2} = \frac{d^2\psi}{dt^2}, \quad \text{avec} \quad u^2 = \frac{G}{\rho} \cdot \frac{J_1}{J} = \frac{Gg}{\varpi} \cdot \frac{J_1}{J},$$

en appelant ϖ le poids spécifique, et g l'accélération de la pesanteur. f et φ étant deux fonctions arbitraires, la solution générale est donnée par la formule connue :

$$\psi = f(z + ut) + \varphi(z - ut).$$

Aux limites, pour $\psi = 0$, on a $x = 0$, $x = l$, relations satisfaites pour une fonction de la forme

$$\psi = \sum_{n=1}^{n=\infty} \left(A \sin \frac{n\pi u}{l} t + D \cos \frac{n\pi u}{l} t\right) \sin \frac{n\pi}{l} z.$$

La vibration principale correspond au premier terme, donc

$$\psi = A \sin \frac{n\pi u}{l} t \sin \frac{\pi}{l} z;$$

par suite, la durée d'oscillation propre fondamentale est :

$$\frac{2l}{u} = 2l \sqrt{\frac{\varpi \, . \, J}{G \, . \, g \, . \, J_1}}.$$

En tenant compte de la tension du prisme (mais négligeant le couple dû au courant et l'amortissement), mon équation (6) du mouvement devient, d'autre part :

$$-\rho J \frac{d}{dt}\left(\frac{d\psi}{dt}\right) + GJ_1 \frac{d^2\psi}{dz^2} + \frac{T}{\sigma} J \frac{d^2\psi}{dz^2} = 0,$$

ou :

$$\frac{d^2\psi}{dz^2} = v^2 \frac{d^2\psi}{dt^2},$$

en posant :

$$v^2 = \left(G \, . \, \frac{J_1}{J} + \frac{T}{\sigma}\right) \frac{g}{\varpi},$$

ce qui revient à remplacer le coefficient de torsion de Saint-Venant GJ_1 par $\left(GJ_1 + J \, . \, \frac{T}{\sigma}\right)$, $\frac{T}{\sigma}$ étant la tension par unité de section, comme on l'a dit précédemment.

On en déduit pour le nombre de vibrations l'expression :

$$N' = \frac{1}{2l} \sqrt{\frac{g}{\varpi} \cdot \left(G \, . \, \frac{J_1}{J} + \frac{T}{\sigma}\right)}$$

ou :

$$N'' = \sqrt{N^2 + N'^2},$$

en appelant N le nombre d'oscillations tournantes sans tension, N' le nombre d'oscillations transversales d'un brin tendu. Cette relation constitue un théorème nouveau sur les vibrations tournantes.

Remarque II. — *Influence de l'écartement des fils.* — Dans ce qui précède on a supposé les deux bandes du bifilaire assez rapprochées pour pouvoir être assimilées à une seule bande fendue suivant son axe.

Si les fils sont un peu écartés, cette assimilation devient moins exacte.

On peut alors appliquer une remarque fort intéressante, due à Saint-Venant, à savoir que le couple de torsion d'un système de deux prismes tordus ensemble est sensiblement égal à la somme des couples de torsion de chacun séparément.

Dans les formules précédentes il faudra donc poser, pour le coefficient de torsion :

$$J_1 = 2j_1,$$

j étant le coefficient de torsion de la section de chaque fil autour de son propre axe.

D'autre part, on exprimera le moment d'inertie J de l'ensemble des deux sections d'aire s en fonction des moments d'inertie j de chacune autour de leur axe et de la distance a des axes des deux brins :

$$J = 2j + 2s\left(\frac{a}{2}\right)^2 = 2\left(j + \frac{sa^2}{4}\right).$$

Il vient donc :

$$N = \frac{1}{2l}\sqrt{\frac{g}{\varpi}\left(G \cdot \frac{J_1}{J + \frac{sa^3}{4}} + \frac{T}{\sigma}\right)}.$$

Cette formule met en évidence une influence défavorable de l'écartement des deux fils. Cependant l'expérience donne quelquefois un plus grand nombre de vibrations quand les fils sont plus écartés ; cela provient probablement du rôle joué par l'inertie du miroir.

Sensibilité du bifilaire. — La sensibilité est le rapport de la déviation ψ au courant i. On l'obtient en calculant la déviation maxima ψ au centre du bifilaire en fonction du couple déviant en chaque point (fonction de z) :

$$M = \mathcal{H}ia.$$

L'égalité entre le couple de torsion et le couple déviant donne :

$$-\left(GJ_1 + J\frac{T}{\sigma}\right)\frac{d^2\psi}{dz^2} = \mathcal{H}ia,$$

d'où:

$$\psi = \frac{1}{GJ_1 + J\cdot\frac{T}{\sigma}}\int_0^{\frac{h}{2}} dz \int_0^z \mathcal{H}iadz;$$

donc:

$$\frac{\psi}{i} = \frac{l^2}{8}\frac{\mathcal{H}a}{G\cdot J_1 + J\cdot\frac{T}{\sigma}}.$$

Nous avons trouvé :

$$\Theta_0 = 2l\sqrt{\frac{J\rho}{GJ_1 + J\cdot\frac{T}{\sigma}}};$$

donc :

$$\frac{\psi}{i} = \frac{\mathcal{H}a\Theta_0^2}{32\cdot J\cdot\rho}.$$

Si $\mathcal{H}$ varie suivant la loi sinusoïdale $\mathcal{H}\cdot\sin\frac{\pi z}{l}$, on voit que :

1° La sensibilité varie pour une même section de bifilaire, comme le carré de la fréquence propre;

2° A égal nombre de vibrations propres, la sensibilité est indépendante de la longueur l et de J_1; le bifilaire le plus sensible est celui qui a la plus faible densité et le plus faible moment d'inertie.

Cette sensibilité peut encore être envisagée à un autre point de vue. Si le courant i dont on dispose n'est pas limité (par exemple dans les oscillographes ampèremètres, montés en dérivation sur une résistance parcourue par le gros du courant, on peut forcer la dérivation jusqu'à des valeurs capables de fondre le bifilaire). On peut alors définir la sensibilité par le rapport de la déviation maxima à l'échauffement.

Soient: Δ, la densité du courant; ν, la résistance spécifique; σ, la section de chaque fil; p, le périmètre de la section. On peut écrire :

$$\psi = \frac{\mathcal{H}\cdot\Delta\cdot\sigma\cdot a\cdot\Theta_0^2}{32\cdot J\cdot\rho}$$

Admettons que l'échauffement est proportionnel à $\Delta\sqrt{\nu}\cdot\frac{\sigma}{p}$; la sen-

sibilité à égal échauffement est donc proportionnelle à :

$$\frac{1}{32} \cdot \frac{\mathcal{H} \cdot \Theta_0^2 ap}{J \cdot \rho \cdot \sqrt{\nu}}.$$

Elle est maxima quand on emploie le métal ayant le plus petit produit $\rho \sqrt{\nu}$, et sous forme de bande très plate.

G. — *Oscillographe à bande de fer tendue dans un champ uniforme.*

Nous appliquerons les mêmes équations générales de vibrations tournantes en tenant compte seulement en plus du couple directeur du champ magnétique. Nous conservons donc le même système des coordonnées et les mêmes notations que pour le bifilaire considéré comme système vibrant. Pour simplifier, nous supposerons le champ uniforme sur toute la longueur de la bande, hypothèse peu éloignée de la réalité.

Pour une bande rectangulaire de largeur b, d'épaisseur c et de hauteur dz, le couple directeur dû au champ magnétique est :

$$\psi \, \mathcal{H} \, . \, \mathfrak{J} \, . \, bc \, . \, dz,$$

ψ étant la déviation angulaire supposée infiniment petite, et $\mathfrak{J}$ l'intensité d'aimantation.

Le couple déviant produit par les bobines peut être représenté de même par une expression :

$$\Gamma i \mathfrak{J} bcdz,$$

dans laquelle Γ est une fonction de z, parce que l'action des bobines va en diminuant à partir de leur axe jusqu'à leur périphérie.

L'équation du mouvement peut donc s'écrire :

$$-GJ_1 \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} + \psi \mathcal{H} \mathfrak{J} bc + A \frac{d\psi}{dt} - \rho J \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} = \Gamma i \mathfrak{J} bc.$$

On développerait, comme plus haut, le second membre en série, en posant :

$$\Gamma i = \Sigma \Gamma_m I_n \, . \, \sin \frac{m\pi}{l} z \sin (n\omega t - \varphi_n),$$

$$\psi = \Sigma \frac{\Gamma_m I_n \mathfrak{J} bc}{C_m \sqrt{(2_n \lambda \alpha)^2 + (1 - n^2 \lambda^2)^2}} \sin (n\omega t - \beta_n) \sin \frac{m\pi z}{l},$$

et on en déduit pour ψ une série analogue à celle du bifilaire.

La seule différence résulte de la présence d'un terme en ψ au premier membre, dont l'effet est de remplacer l'expression C_m donnée plus haut par la suivante :

$$C_m = \left(GJ_1 + J\frac{T}{\sigma}\right)\left(\frac{m\pi}{l}\right)^2 + \mathcal{H}\mathfrak{I}bc.$$

La période principale d'oscillation devient ainsi :

$$\Theta_0 = 2\pi\sqrt{\frac{J\rho}{C}},$$

ou le nombre de vibrations doubles :

$$N = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{C}{J\rho}},$$

en posant comme expression du coefficient de torsion d'un élément dx :

$$C = \left(GJ_1 + J\frac{T}{\sigma}\right)\left(\frac{\pi}{l}\right)^2 + \mathcal{H}\mathfrak{I}bc;$$

d'où:

$$\Theta_0 = 2l\sqrt{\frac{J\rho}{GJ_1 + J\,.\,\frac{T}{\sigma} + \left(\frac{l}{\pi}\right)^2\mathcal{H}\mathfrak{I}bc}}.$$

Le nombre des vibrations

$$N = \frac{1}{2l}\sqrt{\frac{GJ_1 + J\,.\,\frac{T}{\sigma} + \left(\frac{l}{\pi}\right)^2\mathcal{H}\mathfrak{I}bc}{J\rho}}$$

peut donc s'exprimer en fonction des nombres de vibrations N', N'', N''', que donneraient séparément la torsion seule, l'aimantation seule, la tension seule, par la formule :

$$N = \sqrt{N'^2 + N''^2 + N'''^2},$$

qui généralise le théorème énoncé plus haut, en posant:

$$N' = \frac{bc}{(b^2 + c^2)l}\sqrt{\frac{2}{5}E\mu'\,.\,\frac{g}{\varpi}} \quad \text{(torsion seule)},$$

$$N'' = \frac{1}{\pi}\sqrt{\frac{3g}{\varpi}\cdot\frac{\mathcal{H}\mathfrak{I}}{b^2 + c^2}} \quad \text{(aimantation seule)},$$

$$N''' = \frac{1}{2l}\sqrt{\frac{T}{\sigma}\cdot\frac{g}{\varpi}} \quad \text{(tension seule)}.$$

ϖ étant le poids spécifique de la bande, et μ' un coefficient spécial

déduit de l'expression de Saint-Venant :

$$J_1 = \frac{\mu'}{3} \frac{b^3c^3}{b^2 + c^2};$$

μ' reste constant quand $\frac{b}{c}$ reste fixe ; dans ce cas, il ne dépend que de la longueur de la bande.

Avec ce simple changement, les valeurs de tang ψ_n et du dénominateur de $B_{m.n}$ donnés pour le bifilaire sont conservées ; le numérateur est remplacé par le produit $\Gamma_n i \,.\, \mathfrak{I} \,.\, b \,.\, c$.

La *sensibilité* se mesure par l'angle ψ au milieu du bifilaire pour $m = 1$:

$$\psi = \frac{1}{C} \int_0^{\frac{l}{2}} dz \int_0^z \Gamma i \mathfrak{I} bc dz.$$

Si nous supposons Γ constant sur toute la hauteur, on en déduit :

$$\frac{\psi}{i} = \frac{\pi^2}{8C} \Gamma \mathfrak{I} bc = \frac{\Gamma \mathfrak{I} bc}{32 J \rho} \cdot \Theta_0^2 ;$$

mais :

$$J = \frac{bc}{12} (b^2 + c^2),$$

d'où :

$$\frac{\psi}{i} = \frac{3}{8} \cdot \frac{\Gamma \mathfrak{I} \Theta_0^2}{\rho (b^2 + c^2)}.$$

Si on suppose, au contraire, que Γ ne soit pas constant et soit représenté par :

$$\Gamma = \Gamma_1 \sin \frac{\pi z}{l},$$

on trouve :

$$\frac{\psi}{i} = \Gamma_1 \,.\, \frac{\mathfrak{I} bc}{\left(\frac{l}{2\pi}\right)^2 C} \int_0^{\frac{l}{2}} \frac{l}{\pi} \left(1 - \cos \frac{\pi z}{l}\right) dz$$

$$= \Gamma_1 \,.\, \frac{\mathfrak{I} bc}{C} \pi \left(\frac{1}{2} - \frac{1}{\pi}\right) = \frac{\Gamma_1 \mathfrak{I} bc}{8 J \rho} \frac{\pi - 2}{\pi^2} \cdot \Theta_0^2,$$

ou :

$$\frac{\psi}{i} = 3 \left(\frac{\pi - 2}{2\pi^2}\right) \frac{\Gamma_1}{\rho} \frac{\mathfrak{I} \,.\, \Theta_0^2}{b^2 + c^2},$$

valeur inférieure à la moitié de la précédente.

Dans le cas de l'oscillographe *à barreau* de fer doux, on aurait

trouvé :

$$\Theta_1 = 2\pi \sqrt{\frac{I\rho}{\mathcal{H} . \partial . b . c}},$$

d'où :

$$\frac{\theta}{i} = \frac{\Gamma}{\mathcal{H}} = \Gamma . \frac{\Theta_1^2 \partial bc}{J\rho(4\pi^2)} = \frac{3\Gamma\partial}{\pi^2\rho} . \frac{\Theta_1^2}{b^2 + c_2}.$$

Comparons les sensibilités pour l'oscillographe à barreau de fer doux et celui à bande vibrante avec même champ et même bobine ; on a, en faisant $\Theta_1 = \Theta_0$,

$$\frac{\psi}{\theta} = \frac{\pi - 2}{2}.$$

La sensibilité paraîtrait donc devoir être à peu près la même avec la bande vibrante qu'avec le barreau de fer doux, à nombre de vibrations égales, en supposant que l'on puisse obtenir cette égalité.

Mais, en réalité, il n'en est rien, parce que l'effet de l'inertie du miroir, dont ces formules simplifiées ne tiennent pas compte, est beaucoup plus faible avec le dispositif à bande qu'avec le barreau de fer doux. En outre, la saturation de celui-ci ne peut être obtenue qu'en le faisant très petit et le suspendant par une fibre de quartz ou un fil de cocon, dont l'élasticité de torsion a une valeur relative assez grande pour réduire beaucoup la sensibilité.

Du reste, le fer doux seul ne permet pas d'atteindre les grands nombres de vibrations obtenus avec la bande vibrante.

On peut, dans certains cas, combiner les deux dispositifs en collant, au milieu de la bande, un petit barreau de fer doux supplémentaire de même section que la bande. Mais je n'y ai pas trouvé d'avantages. D'ailleurs, quand la tension de la bande est très faible et qu'elle est très mince, elle équivaut sensiblement à un barreau simplement suspendu.

Le cadre restreint de cette communication me force à limiter à ces indications générales l'étude théorique des oscillographes et à laisser de côté ici l'étude de leur degré de précision, de leurs corrections et de leurs applications.

Je dirai seulement qu'ils s'appliquent bien pour l'étude des courants alternatifs jusqu'aux fréquences de 200 périodes et même 500, pour certains types, et qu'en adaptant aux oscillographes bifilaires un système de correction électromagnétique inspiré de celui du rhéo-

graphe Abraham, on peut aller beaucoup plus loin, ainsi que je l'ai déjà signalé ([1]).

Quant aux applications des oscillographes, elles s'accroissent chaque jour; les premières ont été faites pour l'étude de l'arc électrique par l'auteur ([2]), de 1892 à 1898 et, plus récemment, par MM. Duddell et Marchant ([3]). Plusieurs industriels les emploient pour l'étude des alternateurs, et des physiologistes pour l'étude de l'électrophysiologie. En Amérique, Hotschkiss, Millis et Mac Kittrick en ont tiré quelques résultats intéressants dans l'étude des courants de rupture ([4]). Devant la Société notre collègue M. Armagnat les a utilisés avec succès pour une très ingénieuse méthode d'analyse des harmoniques des courbes de courants alternatifs ([5]).

On peut dire, sans exagération, qu'ils ouvrent aujourd'hui tout un champ d'études nouvelles dans les laboratoires d'électricité et d'électro-physiologie et les ateliers de construction de machines. Plusieurs Universités de France et de l'étranger en font, dès maintenant, usage.

ÉTUDES SUR LA DISTANCE DES POLES DES AIMANTS;

Par M. C. BENEDICKS.

1. Selon la définition généralement acceptée, la distance des pôles est :

$$L = \frac{M}{m}, \quad (1)$$

M désignant le moment magnétique, et m la masse magnétique de chacun des pôles.

La façon de déterminer M est bien connue depuis longtemps; on mesure m sans difficulté au moyen d'une petite bobine d'induction

(1) *Sur les progrès des oscillographes* (*Industrie électrique*, 1899).

(2) A. Blondel, *Recherches sur l'arc à courants alternatifs* (*Lumière électrique*, septembre-octobre 1893; — et *C. R.*, décembre 1898 et mars 1899).

(3) Duddell et Marchant, *Experiment on alternate current arcs* (*Proc. Inst. of Electrical Engineers*. Londres, février 1899).

(4) Hotschkiss et Millis, *Physical Review*, t. III; 1896, p. 49-358; — et t. IV, p. 128.

(5) *Bulletin*, décembre 1901.

placée au milieu de l'aimant et reliée à un galvanomètre balistique; la détermination de l est donc fort simple.

Il existe cependant, à ce que je crois, très peu de déterminations de l; qui ne donnent pas lieu à des objections.

Les travaux de M. *Kohlrausch* (1) sur la distance des pôles ont fourni des valeurs qui n'ont pas la même signification que l; elles donnent la « distance des pôles équivalente » de M. *Riecke* (2), et M. *Mascart* (3) a, à juste titre, insisté sur le fait, que les valeurs de M. *Kohlrausch* sont considérablement plus grandes (presque d'un sixième) que les distances réelles des pôles.

Les mesures de l, effectuées par M. *Holborn* (1), selon la méthode de M. *Mascart* (détermination de M au moyen d'une bobine cylindrique longue), ne peuvent pas non plus être considérées comme strictement correctes, comme je le ferai voir dans ce qui suit.

Dans un travail, *Unterschungen über den Polabstand magnetisirter Cylinder*, j'ai publié, dans le *Bihang t. k. Svenska Vet.-Akad. Handl.* 27, I, n° 05, 1902, Stockholm, quelques déterminations de la distance des pôles d'aimants de diverses dimensions.

En renvoyant, pour les détails, à l'endroit cité, j'indiquerai ci-dessous brièvement ce qui me paraît avoir le plus d'intérêt.

2. Quant à la méthode de M. *Mascart* pour la détermination de M, elle doit donner des valeurs exactes, si : 1° le diamètre de la bobine n'est pas sensiblement plus grand que celui de l'aimant, et si : 2° il n'y a pas des tubes de force sortant par les faces planes du cylindre. Ces deux conditions n'étant pas d'ordinaire réalisées, il me paraît (voir *l. c.*) que M doit devenir trop grand si le diamètre de la bobine ne diffère pas sensiblement de celui de l'aimant, et, au contraire, trop petit si la bobine est plus large. C'est ce qui a été confirmé par des expériences que j'ai faites sur deux aimants cylindriques ($10 \times 0{,}65$ et $5 \times 0{,}65$ centimètre). Avec une bobine aussi étroite que possible, j'ai trouvé, selon la méthode de M. *Mascart*, $M = 519$, et $M = 147$, tandis que les moments vrais, déterminés par la méthode magnétométrique, étaient 511,9 et 141,1, c'est-à-

(1). J. Kohlrausch et W. Hallock, *Wied. Ann.*, 22, p. 411; 1884; — F. et W. Kohlrausch, *Wied. Ann.*, **27**, p. 45; 1886.

(2) E. Riecke, *Pogg. Ann.*, **149**, p. 62; 1873; — *Wied. Ann.*, **8**, p. 299; 1879.

(3) E. Mascart, *Comptes Rendus*, **104**, p. 635; 1887; — Beibl, *Wied. Ann.*, 11, p. 552; 1887; — *Ann. de Chim. et de Phys.*, 6e série, **18**, p. 1, 1884; — Mascart, *Traité de magnétisme terrestre*, 1900, p. 82.

(1) L. Holborn, *Sitzungsber d. Akad d. Wissenschaften zu Berlin*, 1898, **1**, p. 159.

dire que l'erreur était de + 1,4^{m} et + 4,2 0/0. Avec une bobine un peu plus large, (diamètre 0^{m},935) et de la même longueur (40 centimètres), l'erreur était de 3,3, et — 5,2 0/0. Comme on pouvait s'y attendre, la différence est particulièrement remarquable pour l'aimant le plus court ; mais il est évident qu'il faudra toujours employer la méthode en question avec la plus grande précaution. Sans cela on pourra arriver à des résultats aussi curieux que celui de M. *Holborn*, qui a trouvé, en cas d'aimantation temporaire, que la distance des pôles d'un cylindre d'acier, mesurant 15 centimètres de longueur, serait 16,53 centimètres, c'est-à-dire que le centre de gravité des masses magnétiques serait situé *en dehors* de l'aimant, ce qui ne pourra guère être correct.

Il paraît donc préférable d'employer, pour la détermination de M, la méthode magnétométrique, qui est susceptible d'une grande précision.

On remarquera que la formule (1) pourra s'écrire :

$$\frac{L}{\mathfrak{L}} = \frac{\mathfrak{J}_{magn}}{\mathfrak{J}_{bal}}, \qquad (2)$$

$\mathfrak{J}$ désigne l'intensité d'aimantation moyenne (qu'on obtient en divisant M par le volume de l'aimant), et $\mathfrak{J}_{bal}$ l'intensité d'aimantation du milieu, que l'on calcule à l'aide des déterminations balistiques, exécutées sur le milieu de l'aimant au moyen d'une petite bobine d'induction ; $\mathfrak{L}$ est la longueur de l'aimant.

La formule (2) peut s'écrire, avec une approximation excellente,

$$\frac{L}{\mathfrak{L}} = \frac{B_{moy}}{B_{max}}, \qquad (3)$$

où B_{moy} est la valeur moyenne de l'induction, et B_{max} sa valeur maximum au milieu de l'aimant. On obtient B_{moy} en étudiant la distribution de l'induction le long de l'aimant, au moyen d'une petite bobine, placée sur différents points ; on mesure l'aire embrassée par la courbe, qui représente cette distribution, et la ligne droite choisie pour axe ; en divisant cette aire par la longueur de l'aimant, on a B_{moy} [Voir le travail de M. *Gin* [1] sur la distribution de l'induction magnétique dans les cylindres de fer].

[1] J.-L.-W. Gin, *Phil. Mag.*, 5e série, **46**, p. 478 ; 1898.

Cependant on trouve B_{moy} d'une manière beaucoup plus simple, si on emploie une bobine cylindrique *de la même longueur que l'aimant;* la détermination de l se fait donc, selon la formule (3), absolument comme l'a indiqué M. *Mascart;* seulement la bobine cylindrique (qui doit être aussi étroite que possible) *ne doit pas dépasser l'aimant en longueur.*

Sauf pour une détermination de contrôle, je me suis servi de la formule (2) dans les expériences que j'ai faites et dont je citerai quelques-unes.

3. *Deux aimants permanents* et cylindriques, de dimensions identiques (10 × 1 centimètre), avaient respectivement les moments 709,5 et 837,6 C. G. S. La distance des pôles était $\frac{\mathfrak{L}}{L} = 0,725$ pour l'un, 0,751 pour l'autre. On voit, comme l'a déjà fait remarquer M. *Mascart*, que la distance des pôles n'est nullement constante; elle diffère sensiblement de la valeur $\frac{5}{6} = 0,833$ de M. *Kohlrausch.*

4. *Deux cylindres* (20 × 0,8 centimètre) n° 1 de fer doux, n° 2 d'acier à 0,9 0/0 de carbone, et soumis à des champs H, extérieurs (non corrigés pour la désaimantation), ont donné les distances des pôles suivantes :

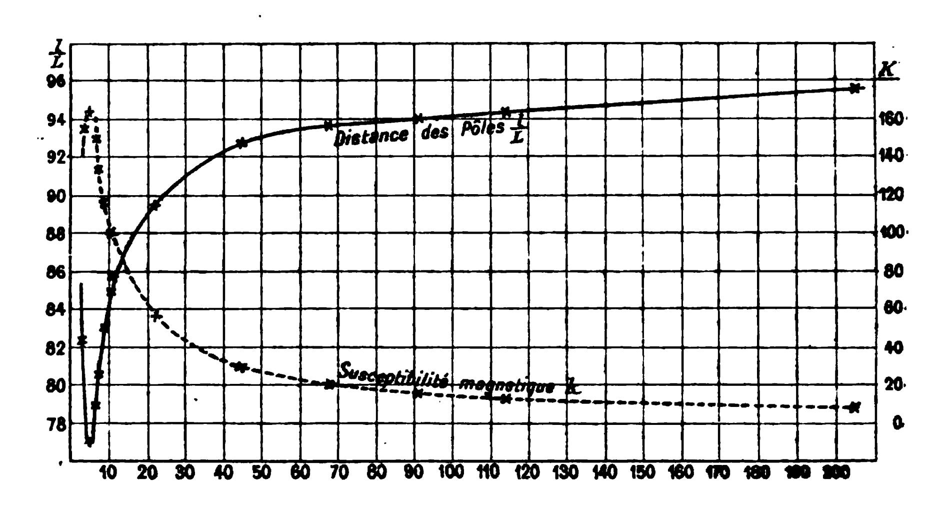
H.	$\frac{L}{\mathfrak{L}}$ N° 1.	N° 2.
22.9	0.712	0.722
68.7	0.740	0.727
114.5	0.794	0.762
206.2	0.849	0.839

Comme on le voit, la distance des pôles augmente *considérablement* à une aimantation croissante; on pouvait s'attendre que $\frac{\mathfrak{L}}{L}$ fût plus grand pour le n° 2, dont la susceptibilité est moindre, mais cela n'était pas le cas. Pour des aimants permanents, section carrée (20 × 1 × 1 centimètre), Mme *Curie* [1] a trouvé des valeurs variant de 0,72 à 0,84, c'est-à-dire bien rapprochée de celles-ci :

5. Quelques déterminations, effectuées sur *trois échantillons de fer cylindriques* (14,1 × 0,4 centimètre) : un cylindre plein et deux paquets de fils du diamètre de 0,78 resp. 0,20 millimètre,

(1) Mme Sklodowska Curie, *Bull. Soc. d'Encouragement p. l'Industrie nat.*, III, p. 36, 1898; — *The Metallographist*, I, 107; 1898.

ont montré que la distance des pôles est plus grande pour les paquets et augmente à mesure que le diamètre des fils décroît. Il s'ensuit que l'intensité d'aimantation du milieu des échantillons peut être la même pour un cylindre plein et pour des paquets de fils conformément aux recherches de M. *Ascoli* (¹), tandis que le *moment magnétique* est sensiblement supérieur pour les paquets.



6. Dans la *fig.* 1 sont représentés les changements de la distance des pôles d'un *cylindre dont la longueur est* 300 *fois le diamètre.* On a pris pour abscisses les différentes intensités de champ H et pour ordonnées $\frac{L}{l}$, ainsi que la susceptibilité $k \left(= \frac{\mathfrak{J}_{bal}}{H}\right)$. On voit que $\frac{L}{l}$ présente un minimum très accusé pour $H = 5$ C. G. S., correspondant au maximum, tout aussi accusé, de la susceptibilité. Cette corrélation entre la distance des pôles et la susceptibilité, déjà relevée par M. *Holborn*, montre que le facteur démagnétisant, cause réelle des variations de l, est d'autant plus fort que la susceptibilité est plus grande (²).

(¹) M. Ascoli, *Rendic. R. Acad. d. Lincei*, 6, 2, 129; 1897, etc.

(²) Ce résultat est concordant avec celui de MM. G.-F.-C. Searle et F.-G. Bedford, *The Measurement of magnetic Hysteresis* (*Phil. Trans.*, A, 198, p. 33; 1902); la *fig.* 18 du mémoire de ces savants indique bien nettement que le champ démagnétisant (4) suit les variations de la perméabilité ($\mu = 4\pi k + 1$).

J'ai utilisé les déterminations sur ce cylindre pour une correction nécessaire des facteurs démagnétisants de M. *Mann* [1].

7° Si l'on construit deux courbes hystérétiques pour le même cylindre d'acier, l'une par la méthode magnétométrique ($\mathfrak{I}_{magn}$ — H), l'autre par voie balistique sur le milieu du cylindre ($\mathfrak{I}_{bal}$ — H), on obtient, par une construction graphique fort simple [2], une courbe de la distance des pôles, qui est douée d'une *hystérésis assez prononcée*. M. *Angstrom* [3] a nouvellement conclu, de ses observations sur l'hystérésis du fer, exécutées au moyen du tube aux raies cathodiques de M. *Braun*, à l'existence d'une hystérésis du déplacement des pôles. Il résulte des recherches déjà citées de MM. *Searle* et *Bedford*, que le champ démagnétisant, qu'ils ont déterminé au moyen d'un arrangement magnétométrique, présente une hystérésis très marquée ; ils attribuent ce phénomène à l'existence des pôles secondaires, situés entre les pôles ordinaires et du signe contraire à celui de ces derniers.

L'INFLUENCE DU MAGNÉTISME SUR LA CONDUCTIBILITÉ CALORIFIQUE DU FER ;

Par M. Désiré KORDA [4].

En examinant la théorie de l'effet du champ magnétique sur les réactions chimiques des solutions de sels de fer, l'idée m'est venue de rechercher si le champ magnétique n'influait pas également sur la conductibilité calorifique des corps ferromagnétiques. Les expériences que j'ai entreprises dans ce but avec le concours dévoué de mon ami, M. Rhoné, sur des disques et barreaux en fer doux ont confirmé mon raisonnement et m'ont conduit aux résultats suivants :

La conductibilité calorifique du fer doux éprouve une diminution dans la direction des lignes de forces magnétiques et reste, par contre, sans changement dans la direction des lignes équipotentielles, indépendamment du sens de la force magnétisante.

Ce dernier fait, que l'influence du magnétisme ne dépend pas du flux magnétique, semble indiquer, si toutefois il n'est pas le résultat

(1) C. Benedicks, *Ueber die Entmagnetisirungsfactoren Kreiscylindrische. Stäbe* (*Ann. der Physik*, VI, p. 726 ; 1901) ; — *Bihang. t. K. Svensko Vet.-Akadi Handl.*, **27**, I, n° 4 ; 1902.

(2) *L. c.*, p. 21.

(3) K. Angstrom, *Ueber ein objective Darstellung der Hysteresis-Kurven ber Eisen und kahl.*, *Ofv. K. Vet.-Akad. Förh. Stokholm*, 1899, n° 4, p. 251.

(4) Séance de la *Société française de Physique* du 13 février 1899.

de relations compliquées, que l'affaiblissement de la conductibilité thermique dépend d'une puissance paire de la force magnétisante. Je n'ai pas pu encore établir par voie expérimentale la loi qui les relie, mais je peux ajouter que la formule à laquelle je suis arrivé par considérations théoriques montre qu'il s'agit de la deuxième puissance de H.

Mes résultats établissent une certaine analogie entre les propriétés des corps ferromagnétiques et celles des cristaux uniaxes. De même que, pour ces derniers, le coefficient de dilatation et la conductibilité calorifique varient suivant l'axe ou une direction oblique à l'axe, les corps ferromagnétiques perdent leur qualité isotrope dans la direction des lignes de forces.

S'il était permis de procéder par pure analogie, nous pourrions rapprocher ce fait du phénomène bien connu de Fresnel, qu'un prisme en verre devient biréfringent au fur et à mesure qu'on le comprime, ou encore à celui de la biréfringence électrique de Kerr, où l'axe optique du diélectrique d'un condensateur coïncide avec la direction des lignes de forces. On se demande alors s'il n'est pas probable que les corps ferromagnétiques présentent le phénomène de la biréfringence par rapport aux radiations calorifiques. Il ne sera peut-être pas impossible de vérifier cette propriété hypothétique par la voie d'expériences.

Quoi qu'il en soit, la dissymétrie produite, dans la masse du fer, par le champ magnétique, influe sur la propagation de la chaleur Pour pouvoir mettre en évidence cette variation de la conductibilité thermique par le champ, j'ai eu recours à une expérience analogue à celle dont s'est servi de Sénarmont, pour ses études sur la conductibilité calorifique des cristaux. Ainsi que vous vous rappelez, il a pris dans un cristal de spath d'Islande deux lames, dont l'une taillée perpendiculairement et l'autre taillée obliquement par rapport à l'axe. Après avoir percé un trou au milieu de chacune de ces lames, il y a fait passer un fil fin en platine qu'il a pu faire rougir au moyen du courant d'une batterie de piles. Les lames avaient été couvertes, au préalable, d'une couche de cire que la chaleur transmise par la conductibilité de la lame devait fondre. Il a alors observé que, dans le premier cas, c'est-à-dire quand la lame était taillée perpendiculairement à l'axe optique, le bourrelet formant le contour de la cire fondue était d'une forme exactement circulaire, tandis que, sur la lame taillée obliquement, ce bourrelet présentait la forme elliptique.

Voici comment j'ai appliqué cette expérience au cas qui m'occupe(1) :

J'ai pris un disque en fer doux de $0^{mm},35$ d'épaisseur et de 320 millimètres de diamètre, tel qu'on l'emploie dans la construction des induits. Je l'ai choisi exprès d'une épaisseur aussi faible que possible, afin que les défauts d'homogénéité et de différences d'épaisseur soient moins à craindre. Ce disque fut pourvu d'un tube concentrique de 90 millimètres de diamètre soudé à l'étain et servant de source de chaleur comme récipient d'eau chaude ou de l'huile bouillante. Il fut recouvert, avant l'expérience, d'une légère couche de paraffine et fut ensuite placé sur les pôles de forme ronde (72 millimètres de diamètre), d'un fort aimant de Faraday à disposition verticale. Je me suis servi de celui qu'a fait établir M. Becquerel pour le Conservatoire des Arts et Métiers. On a eu soin de bien séparer le disque des pôles au moyen d'une couche de coton et de feuilles de mica, afin d'éviter une déperdition de chaleur pouvant vicier les résultats.

En versant le liquide bouillant sans exciter l'aimant, la chaleur s'est répandue uniformément dans le disque et a provoqué une fusion de la paraffine suivant des cercles bien concentriques. Le plus grand de ces cercles avait environ 200 millimètres. Par contre, en répétant l'expérience en présence d'un champ magnétique, la forme de la plage en fusion s'est déformée et a présenté la figure d'une ellipse dont le petit axe (175 millimètres) se trouvait dans la direction de l'axe magnétique et dont le grand axe ne différait pas sensiblement du diamètre du cercle formant le contour de la paraffine fondue sans champ dans l'expérience précédente. L'aplatissement fut d'environ 12 0/0 ; la conductibilité thermique a donc éprouvé un affaiblissement de 12 0/0 suivant la direction de l'axe magnétique.

En opérant sur des disques plus petits (80 millimètres) avec un électro-aimant de dimensions plus réduites, j'ai pu obtenir des plages de fusion qui, au début, d'une forme elliptique, se déformaient en s'élargissant et prenaient la forme de lemniscates.

Dans une autre série d'expériences, je me suis servi de barreaux

(1) Ces expériences furent exécutées au Laboratoire d'Électricité du Conservatoire des Arts et Métiers. Je tiens à exprimer ici ma reconnaissance à M. Marcel Deprez pour l'amabilité avec laquelle il a bien voulu mettre à ma disposition ses appareils.

ou plutôt de fils de fer de 7 millimètres de diamètre, en les soumettant à des mesures bolométriques.

Voici la manière dont j'ai procédé : J'ai pris deux fils de fer bien droits, d'une longueur de 115 millimètres chacun. Chacun de ces fils de fer formait le noyau d'une bobine d'excitation de mêmes dimensions et de résistance sensiblement égale, environ 2,77 ohms. Voici, du reste, leurs dimensions : longueur, 138 millimètres; diamètre extérieur, 47 millimètres; diamètre intérieur, 17 millimètres; diamètre du fil de cuivre, 1 millimètre; nombre de spires, 1.250. Avec un courant d'excitation de 0,1 ampère, on avait une induction magnétique d'à peu près 12.000 C. G. S. dans le fer. Avec un courant aussi faible et vu les dimensions ci-dessus, l'erreur due à l'échauffement de la bobine par la perte ohmique fut insignifiante et ne pouvait aucunement déranger les résultats de l'expérience.

Comme source de chaleur, j'ai fait usage d'un bec Bunsen. Pour être à l'abri d'erreurs pouvant provenir des variations de cette source de chaleur, j'ai eu recours à une méthode rappelant celle à zéro. C'est pourquoi j'avais choisi deux barreaux de fer et deux bobines. Chaque barreau portait à l'un des bouts une petite spirale en fil fin de platine d'environ 14 ohms de résistance. Les deux spirales formaient les deux branches voisines d'un pont de Wheatstone; la troisième branche comprenait une résistance fixe de 1.000 ohms, et la quatrième, une résistance variable pour le réglage préalable.

Une croix en cuivre disposée dans un plan horizontal a complété le système. En effet, elle servait de support aux deux barreaux, dont chacun était soudé à l'une des branches de 9 millimètres de diamètre de cette croix, et elle séparait en même temps les deux barreaux et leurs bobines d'excitation suffisamment, afin que le magnétisme de l'un ne puisse pas influencer, par dispersion, l'état de l'autre. Enfin, une barre de cuivre de 20 millimètres de diamètre et de 240 millimètres de longueur formait la partie centrale de la croix et amenait la chaleur du bec Bunsen aux deux parties symétriques du système.

Quand on n'aimantait aucun des barreaux, le galvanomètre du pont de Wheatstone, destiné à comparer les températures qui se manifestaient aux extrémités de ces barreaux, indiquait une déviation due à la dissymétrie du système, qu'il était impossible d'éliminer complètement. Cette déviation, une fois le régime atteint, ne dépassait guère 2,5 divisions, après avoir mis 18′15″ mesurée au chrono-

mètre pour atteindre 2 divisions. La durée fut mesurée à partir de l'instant de la mise en fonctionnement de la source de chaleur.

Quand tous les deux barreaux furent aimantés, ces chiffres ne subissaient guère de variations, et le galvanomètre a mis sensiblement 18′ pour arriver à 2 divisions.

Par contre, en recommençant l'expérience après refroidissement complet et en n'excitant que la bobine droite seule, il fallait un laps de temps de 22′ pour arriver à 2 divisions : la chaleur se propageait donc plus lentement dans le fer aimanté.

Enfin, quand on a répété l'expérience avec l'aimantation du barreau gauche seul, le délai en question n'était plus que de 15′30″. J'en ai conclu que la dissymétrie initiale de l'appareil était telle que la branche droite conduisait mieux la chaleur que la partie gauche.

J'ai entrepris, depuis, d'autres expériences en remplaçant le pont de Wheatstone par un couple thermo-électrique pour la mesure des températures. Ces expériences ont pour but d'établir la relation qui doit exister entre le champ et la conductibilité calorifique correspondante. Elles ne sont pas encore assez avancées pour que je puisse en communiquer aujourd'hui les résultats.

PROJECTIONS STÉRÉOSCOPIQUES;

Par M. J. MACÉ DE LÉPINAY.

L'expérience de cours que j'ai eu récemment l'occasion de réaliser a pour but de rendre visible simultanément de tous les points d'une salle le relief apparent de projections stéréoscopiques. Je me suis proposé d'obtenir ce résultat par les moyens les plus simples, avec un appareil unique de projection, et surtout en ne munissant chaque observateur que d'appareils assez légers pour qu'il puisse les conserver longtemps sans fatigue.

Les deux vues stéréoscopiques sont projetées côte à côte ; elles sont examinées au travers de simples bésicles munis de deux prismes de crown, d'angles égaux (1). La distance de l'observateur à l'écran étant choisie telle que chaque prisme déplace chacune des images de la moitié de sa largeur, il en voit trois contiguës. Celle du milieu, seule,

(1) Les montures en sont rondes, ce qui en rend possible le réglage.

résulte de la fusion d'images différentes, perçues par les deux yeux, et donne le relief stéréoscopique, d'autant plus accusé, par contraste, que les deux images latérales, résultant chacune d'impressions monoculaires, ne le présentent pas.

Le succès de l'expérience dépend, avant tout, de la netteté des images examinées. L'emploi d'un bon objectif photographique s'impose à cet effet.

Les prismes que j'emploie ont des angles de 12°, 10°, 8° et 6° (les déviations correspondantes sont environ moitié moindres). Leur défaut d'achromatisme est insensible. Pour des images de 1 mètre de côté, les distances correspondantes des observateurs sont $4^m,50$; $5^m,40$; $6^m,80$ et 9 mètres. Grâce à la mobilité des yeux, il est inutile de multiplier davantage les angles des prismes.

Je n'ai connaissance que de deux essais antérieurs analogues.

La méthode du Dr Schobbens [1], reposant sur l'emploi de verres de couleurs complémentaires, présente le double inconvénient de nécessiter deux appareils de projection et de donner lieu à une forte absorption de lumière.

La méthode que j'emploie est, en réalité, une modification de celle du colonel Moëssard [2] ; mais cette dernière nécessitait l'emploi, par chaque observateur, d'un appareil encombrant, tenu à la main. Je me suis trouvé l'alléger en supprimant toute cloison destinée à faire disparaître les images parasites, qui ne sont, en fait, nullement gênantes.

Les photographies projetées doivent être disposées dans le même ordre que dans le stéréoscope ordinaire, c'est-à-dire inversées par rapport à celui dans lequel elles ont été obtenues.

SUR LA PRÉPARATION DU FER PAR LE PROCÉDÉ GOLDSCHMIDT ;

Par M. L. HOULLEVIGUE.

La préparation du fer chimiquement pur, en masses compactes, serait pour le physicien d'un haut intérêt, puisqu'elle permettrait de fixer les propriétés physiques d'un corps important, propriétés modi-

(1) *La Nature*; 1890, t. II, p. 218.
(2) *Société de Physique*, 7 juin 1895.

fiées profondément par les moindres traces d'impuretés. C'est pourquoi le procédé récent indiqué par M. Goldschmidt (réduction des oxydes par l'aluminium) m'a paru mériter d'être essayé, d'autant plus que, d'après certains auteurs (1), il fournit un métal exempt d'aluminium.

J'ai fait de nombreux essais dans ce sens, en suivant la méthode prescrite : emploi de creusets brasqués intérieurement à la magnésie; inflammation, dans ce creuset, d'un mélange d'aluminium en poudre et de sesquioxyde de fer à l'aide d'une amorce au bioxyde de baryum et à l'aluminium. Il m'est ainsi possible de préciser l'influence des différentes conditions dans lesquelles on peut se placer.

1° *Poids des substances traitées.* — Il est important d'opérer sur 3 kilogrammes de mélange, au minimum, sans quoi le fer reste suspendu, sous forme de globules séparés, au sein de la masse caverneuse tapissée de petits cristaux de corindon, qui constitue la scorie, à moins que l'on n'obtienne une fonte d'aluminium, beaucoup plus fusible. On peut cependant opérer sur des masses plus faibles, à condition de chauffer préalablement le creuset et sa charge; mais on est fréquemment surpris, dans ce cas, par une explosion spontanée.

Il paraît également avantageux, quand on opère sur de petites masses, d'ajouter au mélange de la cryolithe qui, augmentant la fusibilité, permet le rassemblement du métal au fond du creuset : on a fait deux expériences de comparaison, toutes conditions identiques, sauf addition, dans le second cas, au mélange de 1/5 de son poids de cryolithe pulvérisée; le rendement en fer de l'opération a été, dans le premier cas, de 29,7 0/0 et, avec addition de cryolithe, de 53 0/0.

2° *Nature de l'oxyde de fer.* — Le colcothar livré par les marchands de produits chimiques est de composition très irrégulière. Un bon produit, contenant 98,2 0/0 de Fe^2O^3, m'a donné d'excellents résultats. Mais j'ai employé ensuite des échantillons, contenant du sulfure de fer, et qui ont donné lieu à une série d'insuccès; pendant la réaction et en immergeant dans l'eau les produits de l'opération, il se dégageait une odeur très forte d'acide sulfhydrique. Finalement, j'ai dû employer de l'oxyde de fer à 28 francs le kilogramme, réduit du nitrate, pur, mais contenant 18 0/0 d'eau, qu'il fallait éliminer.

3° *Nature de l'aluminium.* — C'est là que résident les plus

(1) Matignon. *Monit. scientifique de Quesneville*, t. XIV, juin 1900: p. 362.

grandes difficultés; on trouve dans le commerce l'aluminium soit en limailles, soit porphyrisé, soit deux fois porphyrisé et dégraissé (ce dernier spécial pour artificiers). Ces deux derniers produits surtout contiennent une proportion considérable de suif et d'huile, et tous mes essais pour les nettoyer à l'essence de pétrole n'ont guère réussi à les débarrasser de ces impuretés; on peut, au contraire, nettoyer à peu près l'aluminium en limaille, avec l'essence, à condition de le chauffer ensuite dans le vide, au bain de sable, à 150° pendant plusieurs jours, pour éliminer à son tour l'essence que les corps pulvérulents retiennent avec une puissance incroyable.

Comme conclusion, je conseille d'employer : 1° un poids de substances réagissantes au moins égal à 3 kilogrammes; 2° de l'aluminium en limaille tamisée, pour éliminer les grosses paillettes, lavé à l'essence et séché; 3° de l'oxyde de fer pur, soigneusement desséché et surtout ne contenant pas de sulfure, cet oxyde de fer en excès sur les proportions chimiques $\left(\frac{1}{10} \text{ à } \frac{1}{5} \text{ en plus}\right)$ pour empêcher la formation d'une fonte d'aluminium.

Malgré cela, je ne crois pas qu'il soit possible de réaliser par ce procédé du fer plus pur que le bon fer doux de Suède. J'ai obtenu le plus souvent des fontes d'aluminium, plus riches en fer au fond du culot, plus chargées en aluminium sur les bords (par exemple 97,7 0/0 de fer pur au fond, 94,4 0/0 aux bords supérieurs, titrés au permanganate). Le meilleur culot obtenu, du poids de 570 grammes, contenait 98,8 0/0 de fer pur (titré au permanganate) et 0,35 0/0 d'aluminium (dosé par la méthode de Carnot), les autres impuretés (silicium, etc.) introduites vraisemblablement avec l'aluminium. Cet échantillon, essayé à la lime et au pliage, avait d'ailleurs l'aspect du fer le plus doux, tandis que les fontes à 3 ou 4 0/0 d'aluminium sont cristallisées et cassantes.

W. WOOD. — The anomalous dispersion of sodium vapour (La dispersion anomale de la vapeur de sodium). — *Phil. Mag.*, janvier. p. 128 et mars. p. 359; 1902.

1° M. Wood est arrivé à observer une *dispersion anomale* de la vapeur de sodium incomparablement plus considérable que celle qu'on avait constatée jusqu'ici au voisinage des raies D_1 et D_2.

Les premiers essais ont conduit à rejeter l'emploi d'un prisme et

à utiliser la répartition des densités, qui se produit d'elle-même quand on chauffe un globule de sodium sous un courant lent d'hydrogène. Le métal est contenu dans un tube de verre de 30 centimètres de long, fermé à ses extrémités par deux lames planes et chauffé par une flamme de Bunsen dont l'extrémité vient lécher le tube. On voit alors se former une atmosphère sombre, limitée par une surface très nette, qui adhère fortement au globule et qui se comporte, quand on accélère le courant d'hydrogène ou qu'on plonge dans la masse un fil métallique, comme une matière extrêmement visqueuse.

Le tube fonctionne comme un prisme à arête horizontale; la lumière, après l'avoir traversé, tombe sur un réseau de Rowland à traits verticaux. Quand on commence à chauffer, on voit le spectre se courber de part et d'autre et dans l'intervalle des raies D, comme l'a observé M. Becquerel; mais la bande intermédiaire ne tarde pas à disparaître; les branches extérieures s'allongent rapidement; des cannelures apparaissent dans le rouge et le bleu verdâtre et s'élargissent au point d'éteindre presque complètement une partie du bleu. La courbure du spectre augmente toujours, et toute l'extrémité du rouge s'évanouit; il ne reste plus que le jaune et le jaune vert avec le bleu extrême et le violet.

Ces apparences ont été photographiées; pour le début du phénomène, qui est très fugace, on a dû revenir à une flamme prismatique, obtenue par la combustion, à la sortie d'une ouverture aplatie, d'hydrogène chargé de vapeurs de sodium.

Les photographies exigent un temps de pose assez long pour que les variations qui se produisent inévitablement à l'intérieur du tube à vapeur nuisent à la netteté. Pour faire des mesures, M. Wood remplace la plaque sensible par une lame de verre, sur laquelle il trace au diamant la position du spectre très étroit qu'il observe à un moment de calme; il note également la position de raies métalliques non déviées par le sodium; une autre division permet d'évaluer les déviations. On constate que, pour toute l'étendue du spectre qui va du violet aux raies D_1 l'indice de réfraction est inférieur à 1 et qu'il est plus grand que 1 dans tout le reste. Il n'a malheureusement pas été possible d'évaluer avec précision l'angle utile du prisme de vapeur, qui varie avec le niveau du rayon passant dans le tube, ni, malgré plusieurs essais, de limiter, à l'intérieur du tube chaud, la vapeur de sodium par deux surfaces approximativement planes.

En plaçant dans un long tube quatre ou cinq fragments de sodium

distants de quelques centimètres, on peut observer un spectre anomal très curieux. Au centre apparaît, sans déviation, le violet extrême, puis le bleu, séparé parfois du violet par une fine raie noire, particularité liée à la constitution de la lumière de l'arc. Ensuite une large bande noire (correspondant au spectre cannelé dans le bleu vert), puis la succession des couleurs du bleu vert au jaune. La partie rouge et orangée est, de l'autre côté, séparée du centre par une large bande sombre. Quand on chauffe, presque tout disparaît, à l'exception du bleu. Les cannelures ne paraissent exercer aucun effet sur la dispersion.

2° L'*absorption* des radiations détermine une élévation de température, qui se révèle par le son que rend l'appareil quand on l'éclaire par une lumière intermittente. L'effet disparaît si l'on filtre la lumière à travers une très mince couche de cyanine, qui absorbe complètement et presque exclusivement la région voisine des raies D. Quant à la *fluorescence* qui accompagne cette absorption, M. Wood ne semble rien avoir observé de nouveau.

Pour étudier le spectre d'absorption, il faut analyser par un prisme des faisceaux qui n'aient pas été déjà dispersés par leur passage à travers le milieu absorbant. M. Wood produit la réflexion de la lumière sur la surface du métal fondu, de façon que les rayons traversent deux fois de suite la vapeur normalement aux surfaces d'égal indice. Le spectre est constitué par un grand nombre de bandes estompées, accompagnées de raies fines. Il se réduit, quand la densité de la vapeur est suffisante, à deux bandes vert jaunâtre très brillantes séparées par une raie noire très fine (λ 552) et à une bande violette partiellement cannelée.

3° Avec un dispositif qui donne d'excellents résultats dans le cas de la vapeur d'iode, M. Wood n'a pas réussi à mettre en évidence l'*incandescence* de la vapeur de sodium. C. Raveau.

Wolh Palmær. — Über die kapillarelektrischen Erscheinungen (Sur les phénomènes électrocapillaires). — *Zeitschrift für physikalische Chemie*, XXXVI, 6e série, p. 664; 1901.

Cette étude est consacrée à la comparaison des théories de Helmholtz, Warburg et Nernst. Un certain nombre de phénomènes électrocapillaires ne sont pas encore suffisamment éclaircis.

En particulier, les courbes électrocapillaires obtenues en portant

en abscisses les forces électromotrices appliquées et en ordonnées les tensions capillaires sont, en général, dissymétriques. Le diamètre des cordes parallèles à l'axe des abscisses n'est pas vertical. On pourrait se demander si cette dissymétrie n'est pas simplement due à l'existence du terme iR (i = intensité, R résistance de l'électromètre). D'après les expériences de Gouy, Luggin, Smith, il semble que le produit iR a une valeur trop faible pour permettre d'expliquer cette dissymétrie. Mais les expérimentateurs précédents n'ont employé pour la détermination de ce terme que des méthodes indirectes. L'auteur se propose de déterminer simultanément la résistance de l'électromètre et l'intensité du courant qui le traverse.

D'autre part, la théorie de Nernst, comme celle d'Helmholtz, semble faire prévoir que le maximum de tension capillaire, que l'on atteint quand la pression osmotique des ions mercure est égale à la pression de dissolution doit être la même pour les différentes solutions. Les expériences de König, Paschen, Gouy, Rothmund, Smith prouvent le contraire.

On a admis jusqu'à présent que la différence de potentiel entre le mercure et une solution électrolytique est nulle quand on atteint le maximum de tension capillaire. Cette supposition conduit à des contradictions nombreuses.

Les expériences de l'auteur montrent que la théorie de Nernst permet d'expliquer la plupart des phénomènes électrocapillaires, uniquement par l'application générale de la notion de pression de dissolution. En particulier, les propriétés électrocapillaires des amalgames s'expliquent avec une grande facilité sans aucune hypothèse nouvelle. Mais on doit reconnaître que cette théorie ne peut encore expliquer la totalité des phénomènes. Il semble indispensable de la généraliser.

E. Rothé.

A. GOCKEL. — Ueber die Bezvehungen zwischen Polarisation und Stromdichte in festen und geschmolzenen sulzen (Sur les rapports entre la polarisation et la densité du courant dans les sels solubles et fondus). — *Zeitschrift für physikalische Chemie*, XXXIV, 3e série, p. 529 ; 1900.

Pour étudier l'influence de la densité du courant sur la polarisation des électrodes, l'auteur n'a employé comme électrolytes que des sels fondus ; il évite ainsi la variation de concentration des ions au voisi-

nage des électrodes et les actions chimiques du dissolvant qui compliquent beaucoup l'étude dans le cas des solutions aqueuses. Les résultats montrent que, malgré cette simplification apparente, la polarisation varie beaucoup avec la densité du courant ; le phénomène est très compliqué, même si on fait abstraction des actions secondaires produites par les ions. La polarisation augmente en même temps que l'intensité du courant ; dans la plupart des cas, le phénomène peut être représenté par la formule de Planch.

Si on désigne par p_0 la polarisation indépendante de l'intensité du courant, par j une constante, par i l'intensité du courant, par w la résistance du voltamètre, par p la polarisation correspondant à l'intensité i, on a :

$$p = p_0 + \gamma \log iw.$$

E. Rothé.

G. VICENTINI. — Sulla presunta efficacia negli spari contro la Grandine. (Sur l'efficacité attribuée au tir contre la grêle). — Venise, 1901.

Depuis quelques années, les agriculteurs de la Styrie, de l'Italie et de la région lyonnaise pratiquent, avec une confiance peut-être excessive, le tir contre la grêle. Cet engouement est-il justifié par des résultats supportant l'examen d'un homme de science? C'est ce que M. Vicentini est allé étudier au Congrès de Padoue où ont été discutés les résultats obtenus pendant l'année 1900. M. Vicentini n'a pas de peine à montrer que la plupart des agriculteurs ont le tort, dans leurs statistiques, de supposer que la grêle doit accompagner tous les orages, et que les résultats trop favorables qu'ils attribuent à leur tir tiennent à ce qu'ils n'ont jamais observé un orage avec soin, et que tout est nouveau pour eux.

Ajoutons que, depuis le Congrès de Padoue, des stations météorologiques ont été établies dans la haute Italie pour le contrôle des orages et de la grêle et que la Commission météorologique du Rhône a suivi avec soin les tirs effectués dans le Beaujolais, en 1901. Les résultats de cette étude, discutés au Congrès de Lyon de novembre 1901, ne semblent pas très favorables à la pratique du tir. M. le professeur Palazzo, directeur du Bureau central de Météorologie d'Italie, quoique très réservé, se montre un peu sceptique dans son rapport, à la suite des observations contradictoires qui ont été faites en Italie, et M. Ch. André, directeur de l'Observatoire de Lyon, n'a pas eu de peine

retrouver dans les cartes et les statistiques des années antérieures au tir, des orages qui se sont comportés exactement comme ceux que bien des viticulteurs du Beaujolais prétendaient avoir vaincus avec leurs canons.

Jules BAILLAUD.

G. SAIJA. — Sulle variazioni della rifrazione atmosferica (Sur les variations de la refraction atmosphérique). — Extrait des *Mémoires de la Societa degli Spettroscopisti Italiani*, vol. XXVIII; 1899.

Comme le professeur Ricco l'avait fait à Palerme, M. Saija observe d'une des fenêtres de l'Observatoire de Catane les déplacements de la ligne de l'horizon marin en rapportant sa position à celle de monuments qui se projettent dessus. Il emploie pour cela un micromètre à double image de Rochon et fait les mesures tous les jours à quinze heures. Les observations poursuivies pendant une année entière montrent que la différence entre la dépression géométrique d et la dépression de l'horizon réfractée d_r, a varié de 0'18 à 3'38, et le coefficient géodésique marin de réfraction atmosphérique $r = 2\frac{d - d_r}{d}$ de 0,0234 à 0,4401. Les grandes réfractions ont lieu au printemps et les petites en automne; les anomalies de la réfraction se produisent dans le même sens que celles de la température.

Jules BAILLAUD.

Dr VITTORIO-C. BOCCARA. — Sulle variazioni diurne della rifrazione atmosferica (Sur les variations diurnes de la réfration atmosphérique). — Extrait des *Memorie degla Societa degli spettroscopisti Italiani*, vol. XXX; 1901.

M. Vittorio-C. Boccara étudie les variations diurnes de la réfraction atmosphérique en se plaçant identiquement dans les mêmes conditions que M. G. Saija. Un micromètre à double image de Rochon lui permet de mesurer, d'une des fenêtres de l'Observatoire de Catane, la distance angulaire qui sépare la ligne de l'horizon de la mer du sommet de la croix du monastère de Sainte-Agathe. Les variations de la valeur de cet angle, observé toutes les demi-heures, montrent que la réfraction a son maximum vers huit heures, puis décroît rapidement jusque vers onze heures et demie, reste constante jusqu'à quinze heures, puis augmente légèrement. Ces observations ne permettent d'ailleurs pas d'établir de relation intime entre la réfraction

et les éléments météorologiques. Elles indiquent cependant que la réfraction diminue quand la pression augmente, ou que diminue la différence de température entre le lieu d'observation et l'horizon, que l'état hygrométrique tend à faire augmenter la réfraction, et que la moyenne des réfractions par ciel serein est moindre que celle des réfractions par ciel couvert. Ceci explique pourquoi la réfraction est moindre en Sicile que dans les autres régions où le ciel est moins pur.

Ses observations de dépression permettent à l'auteur de déterminer une valeur moyenne du coefficient géodésique de réfraction en Sicile ($n = 2\frac{d - d_r}{d}$, où d est la dépression géométrique de l'horizon, d_r la dépression réfractée). On trouve :

$$n = 0{,}1073.$$

valeur bien plus faible que celle (0,24) que, d'après Biot et Arago, on a employée pour le calcul de la plupart des tables de dépression.

Jules Baillaud.

TRAVAUX FRANÇAIS (*fin*).

A. PÉROT et Ch. FABRY. — Méthode interférentielle pour la mesure des longueurs d'onde dans le spectre solaire. — P. 700.

La méthode et l'appareil interférentiels de MM. Pérot et Fabry permettent de comparer les longueurs d'onde de deux raies brillantes quelconques. On peut aussi comparer une raie noire et une raie brillante. On éclaire, pour cela, la lame semi-argentée par la lumière de la portion d'un spectre limitée par une fente et comprenant la raie noire à étudier. Chacune des radiations, ayant accès dans l'appareil, fournit un système d'anneaux très fins ; les anneaux correspondant aux différentes radiations de longueurs d'onde voisines se fondent les uns dans les autres, excepté ceux fournis par la radiation qui manque et qui apparaissent sous forme d'anneaux obscurs. Ces anneaux obscurs sont susceptibles d'être observés de la même manière que les anneaux brillants obtenus avec une raie brillante.

A. DEBIERNE. — Sur du baryum radioactif artificiel. — P. 333.

Une solution d'actinium mélangée à une solution de baryum rend cette dernière radioactive ; les propriétés radioactives de cette solution ne ressemblent pas à celles du baryum radifère extrait de la pechblende.

La radioactivité du chlorure de baryum activé diminue beaucoup avec le temps ; celle du chlorure de baryum radifère commence par augmenter, puis reste constante. On peut donc, par induction, obtenir un baryum radioactif, qui se distingue nettement du baryum et du radium, et qui se présente comme terme intermédiaire entre ces deux éléments.

R. DONGIER.

DRUDE'S ANNALEN DER PHYSIK;

N°° 10, 11 et 12; 1901.

F. TAMM. — Ueber den Einfluss des Luftdruckes und der Luftfeuchtigkeit auf die Entladung statischer Elektricität aus Sptitzen (Décharge de l'électricité par les pointes, influence de la pression et de l'état hygrométrique de l'air). — *Ann. d. Ph.*, VI, 259-280.

La différence de potentiel minimum sous laquelle se produit la décharge par une pointe est la même, qu'on la détermine en faisant croître le potentiel ou en le faisant décroître. La décharge se produit dans les mêmes conditions à l'intérieur d'un récipient métallique ou à l'air libre.

La vitesse de déperdition varie avec la pression de l'air si e_{76} est cette vitesse quand la pression est 76 centimètres, e_x quand la pression est x; on peut calculer e_x par la formule :

$$e_x = e_{76}\left[\frac{76}{x} - \sqrt[3]{\frac{V}{10^5}}\ \text{log nep.}\left(\frac{76}{x}\right)\right]^2,$$

V étant la différence de potentiel entre la pointe et le conducteur qui lui fait face.

M. L.

R. GANS. — Ueber die Abhängigkeit der elektrolytischen Ueberfuhrung und der elektromotorischen Kraft reversibler Elemente von physikalischen Einflüssen (Variation de la vitesse de migration des ions et de la force électromotrice des éléments réversibles par les actions physiques). — *Ann. d. Ph.*, VI, 315-331.

D'après M. Gans, les conclusions formulées par Duhem ne sont pas exactes pour toutes les classes d'éléments : elles ne s'appliquent pas sans restriction : 1° aux éléments tels que les piles de concentration de Helmholtz; 2° aux éléments qui sont réversibles seulement par rapport à l'anion. Dans ces deux cas, on doit se borner à dire que :

La variation relative de la force électromotrice résultant d'une augmentation de pression est plus petite que la variation relative de la vitesse de migration, si le passage du courant provoque une augmentation de volume; plus grande, si le passage du courant provoque une diminution de volume. Quand le passage du courant ne provoque pas de variation de volume, la variation relative de la force électromotrice et celle de la vitesse de migration sont sensiblement égales.

J. SAUTER. — Zur interpretation der Maxwell'schen Gleichungen des elektromagnetischen Feldes in ruhenden isotropen Medien (Interprétation des équations du champ électromagnétique de Maxwell dans le cas d'un milieu isotrope en repos). — *Ann. d. Ph.*, VI, 331-339.

L'auteur retrouve les équations de Maxwell sous la forme plus générale que leur a donnée Boltzmann, par des considérations empruntées à la théorie des mouvements tourbillonnaires.

M. TOEPLER. — Einfluss von Diaphragmen auf elektrische Danerentladung durch Luft von Atmosphärendruck (Action des diaphragmes sur la décharge électrique quasi continue à travers l'air sous la pression de l'atmosphère). — *Ann. d. Ph.*, VI, 339-347.

Entre une pointe métallique et une plaque de matière semi-conductrice (ardoise, basalte...) la décharge électrique se produit d'une manière quasi continue, sauf au moment du passage d'une forme de décharge à l'autre. Si on interpose sur le trajet de la décharge une pièce métallique reliée au sol, la décharge la passe à travers ce con-

ducteur, en totalité ou en partie suivant les cas. Mais l'espace occupé par la décharge est partagé en deux régions où les phénomènes lumineux sont à peu près indépendants l'un de l'autre. Il en est de même si on remplace la pièce métallique par un écran isolant percé d'une ouverture. Si, de part et d'autre de l'ouverture, la décharge se fait sous forme d'aigrettes, il se forme toujours dans l'ouverture même une masse lumineuse. Si l'ouverture est remplacée par un tube de verre long de quelques centimètres, la masse lumineuse se forme à l'extrémité du tube tournée du côté de l'anode et y reste fixée quand on déplace le tube.

Toutes les formes de décharge qu'on obtient en partant de la décharge par lueurs paraissent constituées par une série de masses lumineuses plus ou moins développées dont le nombre augmente avec l'intensité de la décharge.

E. KNOBLAUCH. — Beitrag zur Kenntniss der Spitzenentladung aus einem Teslapole (Contribution à l'etude de la décharge par une pointe formant le pôle d'un transformateur Tesla). — *Ann. d. Ph.*, VI, 353-372.

Le potentiel de cette pointe, placée en face d'une plaque métallique, varie avec la distance de cette plaque; il est maximum au moment où le flux direct d'étincelles s'éteint et il devient presqu'aussitôt constant. Le potentiel de la plaque est aussi maximum à ce moment-là.

La plaque reçoit une charge positive grâce à la production des aigrettes lumineuses : si on empêche la production de ces aigrettes, en découpant une ouverture dans la plaque, elle ne prend plus de charge positive, si faible que soit la distance. Mais, en réalité, la pointe laisse échapper l'électricité positive et l'électricité négative : cette déperdition se fait sous forme d'un cône dont la surface extérieure contient exclusivement de l'électricité négative, et l'intérieur principalement de l'électricité positive.

L. SILBERSTEIN. — Symbolische Integrale der elektromagnetischen Gleichungen..... (Intégrales symboliques des équations électromagnétiques...). — *Ann. d. Ph.*, VI, 372-397.

Étude mathématique des équations du champ magnétique, traitées par les règles du calcul des vecteurs.

H. KREUSLER. — Ueber den photoelektrischen Effect in der Nähe des Funkenpotentiales (Effet photoélectrique au voisinage de la différence de potentiel explosive). — *Ann. d. Ph.*, VI, 398-411.

Les rayons ultraviolets provoquent la décharge d'une cathode sous une différence de potentiel plus faible que la différence nécessaire pour produire la décharge en dehors de leur action. Par une influence prolongée de ces rayons, la cathode se « fatigue », c'est-à-dire devient moins sensible. Cette fatigue se produit sur les cathodes faites de différents métaux. Zn, Fe, Cu, Pt, Au : elle est presque nulle avec les cathodes en argent. Ce phénomène est dû à une altération de la surface du métal. Au voisinage de la différence de potentiel explosive proprement dite, tous les métaux deviennent extrêmement sensibles. Mais l'ordre dans lequel ils se rangent au point de vue de cette sensibilité dépend de l'état physique de la surface de la cathode.

H. KREUSLER. — Anwendung des photoelektrischen Stomes zur Photometrie der ultravioletten Strahlen (Application du courant photoélectrique à la photométrie des rayons ultra-violets). — *Ann. d. Ph.*, VI, 411-423.

Dans des conditions bien choisies, l'intensité du courant photoélectrique est proportionnelle à l'intensité des rayons ultraviolets et peut servir à mesurer cette dernière.

M. ESCHENHAGEN. — Werte der erdmagnetischen Elemente zu Potsdam für das Jahr 1900... (Valeurs des éléments du champ magnétique terrestre à Potsdam pour 1900...). — *Ann. d. Ph.*, VI, 424.

	Valeur moyenne en 1900.	Variation de 1899 à 1900.
Déclinaison	9°56′3 O	— 4′4
Composante horizontale	0,18844 CGS	+ 0,00026 CGS
Composante verticale	0,43466	+ 0,00074
Inclinaison	66°33′7 N	+ 0′4
Intensité totale	0,47375 CGS	+ 0,00078 CGS

W. VOIGT. — Beiträge zur Elektronentheorie des Lichtes (Contribution à la théorie des électrons en optique). — *Ann. d. Ph.*, VI, 459-506.

L'auteur applique la théorie des électrons au calcul des modifications provoquées dans les propriétés optiques des corps par les déformations mécaniques ou thermiques.

J. KOENIGSBERGER. — Ueber die Verwendung des Quadrantelektrometers zur ballistischen Messung des elektromagnetischen Feldes und über die Susceptibilität des Wassers (Usage de l'électromètre à quadrants dans la mesure des champs magnétiques par la méthode balistique et sur la susceptibilité de l'eau). — *Ann. d. Ph.*, VI, 506-520.

Soit Q la variation du flux de force magnétique à travers un solénoïde dont les extrémités sont reliées, l'une à une paire de quadrants d'un électromètre, l'autre au sol, ainsi que la seconde paire de quadrants ; soit V la différence de potentiel entre les extrémités du solénoïde à l'époque t ; on a :

$$Q = \int V dt.$$

L'intégrale $\int V dt$ peut se mesurer avec un électromètre à quadrants comme $\int i dt$ avec le galvanomètre balistique : l'électromètre a l'avantage d'être insensible aux perturbations magnétiques et donne une précision comparable à celle du galvanomètre.

La susceptibilité de l'eau à 18°, comparée au vide à 18°, est :

$$0{,}781 . 10^{-6}.$$

La susceptibilité K′ d'une dissolution de chlorure ferrique, de concentration centésimale p, est représentée par la formule :

$$K' . 10^6 = 87{,}9p - 0{,}781 (1 - p).$$

R. WEBER. — Zur Sichtbarmachung der Deformation von Wechselströme (Procédé pour rendre visibles les déformations des courants alternatifs). — *Ann. d. Ph.*, VI, 564-569.

En face du noyau polarisé d'un électro-aimant excité par le courant alternatif est disposée une capsule de König, dont la membrane porte

en son centre un petit disque de fer doux. La capsule est reliée comme dans l'expérience d'acoustique à un petit bec de gaz, dont on observe la flamme dans un miroir tournant.

Le mémoire reproduit les photographies des apparences observées dans des cas variés.

E. ASCHKINASS et W. CASPARI. — Ueber die Wirkung der Becquerelstrahlen auf Bacterien (Action des rayons de Becquerel sur les bactéries). — *Ann. d. Ph.*, VI, 570-574.

Une partie des rayons émis par du bromure de baryum radifère possèdent la propriété d'empêcher le développement de certaines bactéries (*Micrococcus prodigiosus*) : ces rayons sont les plus absorbables ; une épaisseur d'aluminium de $0^{mm},001$ suffit à diminuer nettement leur action sur la culture.

H. MAURACH. — Ueber die Abhängigkeit des durch Hysteresis bedingten Effectverlustes um Eisen von der Stärke der Magnatisirung (Relation entre l'énergie dissipée par l'hystérésis dans le fer et l'intensité d'aimantation). — *Ann. d. Ph.*, VI, 580-589.

Les mesures ont porté sur le noyau de fer doux d'un transformateur. L'exposant x de la formule de Steinmetz :

$$V = yM^x$$

(y = constante spécifique, M = intensité d'aimantation, V = perte d'énergie) n'est pas indépendant de l'intensité d'aimantation M ou du champ H. En général, il faudrait considérer x comme une fonction de la forme :

$$x = \frac{a}{1 + bH + cH^2},$$

où a, b, c sont des constantes dépendant de la nature du métal.

O. LEHMANN. — Electrisation de l'air par la décharge en lueurs. — *Ann. d. Ph.*, VI, p. 661-681.

La convection de l'électricité dans la décharge en lueurs qui se produit par une pointe ne peut être expliquée par la conductibilité.

Un corps électrisé, conducteur ou isolant, ne perd pas sa charge quand on l'introduit dans le vent électrique issu d'une seule pointe, quand les deux électrisations sont de même nature, alors même que son potentiel est beaucoup plus élevé que celui de l'air ambiant. Si les électrisations sont de sens contraire, il perd toute sa charge et se met au même potentiel que l'air ambiant.

Les sondes métalliques ne donnent pas la répartition réelle des potentiels et les appareils à écoulement leur sont préférables.

L'air électrisé positif et l'air électrisé négatif se propagent exactement de la même manière : leurs véhicules ne sont donc pas des électrons se déplaçant librement et différents pour les deux espèces d'électrisation.

La décharge par convection remplit tout l'espace autour de la pointe : derrière un écran placé normalement aux lignes de courant, on observe une ombre électrique : mais le vent électrique peut traverser une ouverture pratiquée dans l'écran.

Si deux pointes sont disposées en face l'une de l'autre et électrisées en sens contraire, les vents électriques qui s'en échappent se pénètrent en donnant naissance à des tourbillons, et les lignes de courant se dévient mutuellement. Dans la région commune, il se trouve à la fois de l'air électrisé positif et de l'air électrisé négatif : l'air paraît conducteur. Les deux vents électriques ne se neutralisent d'ailleurs que partiellement : une notable portion atteint les parois de la salle.

Entre deux sondes qui sont toutes les deux dans le vent positif, ou toutes les deux dans le vent négatif, on n'observe qu'un courant passager, jusqu'à ce qu'elles aient pris le même potentiel : si elles sont l'une dans le vent positif, l'autre dans le vent négatif, on observe un courant permanent.

G.-R. OLSHAUSEN. — Rotation électromagnétique unipolaire. — *Ann. d. Ph.*, VI, p. 681-725.

Les expériences effectuées sur des courants fermés constants ne permettent pas de décider sur quelles portions du circuit se produit l'action électromagnétique. Elles indiquent simplement quel est le couple sur l'ensemble du courant et, suivant les idées théoriques qu'on admet, on trouve que telle ou telle partie du circuit concourt ou ne concourt pas à la formation du couple.

O. GROTRIAM. — Sur l'induction unipolaire. — *Ann. d. Ph.*, VI, p. 794-818.

Les extrémités du circuit d'une machine unipolaire (aimant tournant autour de son axe) sont reliées aux quadrants d'un électromètre de Dolezalek, très sensible. On observe une différence de potentiel égale à la force électromotrice qui se produirait dans le circuit fermé : elle est plus petite, d'ailleurs, que celle qui se calcule d'après les masses magnétiques de l'aimant.

C. BENEDICKS. — Champ démagnétisant dans les barreaux cylindriques. — *Ann. d. Ph.*, VI, p. 726-761.

Les coefficients trouvés pour la valeur du champ démagnétisant varient suivant qu'on opère par la méthode magnétométrique ou par la méthode balistique ; les premiers sont plus grands. La différence provient de ce qu'ils sont rapportés, les coefficients obtenus par la méthode balistique, à la valeur maxima du champ magnétisant au centre du cylindre, les autres à la valeur moyenne de ce champ pour tout le cylindre.

A. ABT. — Aimantation permanente de quelques échantillons d'acier. — *Ann. d. Ph.*, VI, p. 774-793.

Les expériences ont porté sur 44 barreaux d'aciers divers, provenant d'une fabrique hongroise : acier au carbone, acier au manganèse, acier riche en manganèse, acier au chrome, au tungstène, au chrome et nickel, au chrome.

C'est l'acier au chrome et nickel qui a atteint l'aimantation permanente la plus intense ; l'acier riche en manganèse, qui a pris la plus petite. Quelques échantillons de ce dernier ne gardent pas trace d'aimantation permanente. La valeur du champ de saturation est plus faible pour ces derniers aciers. D'une manière générale, le moment varie d'abord plus rapidement que le champ et ensuite plus lentement : la position du point d'inversion varie avec les échantillons. La limonite $(Fe^2O^3)^2,3H^2O$ est assez magnétique pour s'orienter dans un champ pas très intense, mais elle ne prend pas une aimantation appréciable au magnétomètre.

G. REICHARDT. — Propriétés électriques des alliages de cuivre et de cobalt. — *Ann. d. Ph.*, VI, p. 832-855.

La résistance électrique de ces alliages subit, quand ils ont été chauffés, une variation permanente plus grande que toutes celles observées jusqu'ici sur les autres métaux ou alliages. Mais, après le chauffage à 160°, elle ne subit plus de variation permanente ultérieure. La résistance spécifique (à partir de celle du cuivre pur) augmente rapidement jusqu'à l'alliage à 3 0/0 de cobalt, puis plus lentement et de nouveau très rapidement : elle paraît passer par un maximum entre 90 0/0 et 100 0/0 de cobalt. Le coefficient de température diminue d'abord très vite, atteint un minimum (3 0/0 de cobalt), croît de nouveau, et cet accroissement doit être très rapide entre 90 et 100 0/0. A partir de 3 0/0, le coefficient de température croît en même temps que la résistance spécifique, à l'inverse de ce qu'on a trouvé pour tous les autres alliages.

Le pouvoir thermoélectrique vis-à-vis du cuivre pur croît rapidement jusqu'à l'alliage à 3 0/0, pour lequel il présente un maximum (33 microvolts par degré), décroît ensuite plus lentement et semble passer par un minimum entre 90 et 100 0/0. La force électromotrice est à peu près proportionnelle à la température, tandis qu'avec le cobalt pur elle croît beaucoup plus vite.

Tous les alliages contenant plus de 1,5 0/0 de cobalt sont magnétiques.

M. Lamotte.

M. REINGANUM. — Zur Theorie der Zustandgleichung schwach comprimirter Gase (Théorie de l'équation d'état des gaz faiblement comprimés). — *Drude's Ann.*, t. VI, p. 533-548; 1901.

M. REINGANUM. — Beitrag zur Prüfung einer Zustandgleichung schwach comprimirter Gase (Contribution à l'étude expérimentale de l'équation d'état des gaz faiblement comprimés). — *Drude's Ann.*, t. VI, p. 549-558; 1901.

1° Partant de l'équation du viriel de Clausius sous la forme :

$$3pv = mnu^2 + \Sigma rf(r) + \Sigma rF(r), \qquad (1)$$

dans laquelle les termes en $f(r)$ et $F(r)$ se rapportent aux forces attractives et répulsives entre les molécules, l'auteur cherche à expliciter les valeurs approchées de ces termes pour une compression médiocre du gaz.

Par des hypothèses très plausibles il arrive à mettre l'équation d'état (ou équation caractéristique) sous la forme limite :

$$(2) \qquad pv = RT + \frac{RTbe^{\frac{c}{T}} - a(T)}{v} = RT + \frac{A(T)}{v},$$

$a(T)$ et $A(T)$ désignant des fonctions de T. Le développement en série de $a(T)$ est :

$$(3) \quad a(T) = \frac{Rbc(q-1)}{q-4}\left[1 + \frac{q-4}{2q-5}\frac{c}{T} + \frac{q-4}{1.2.(3q-6)}\frac{c^2}{T^2} + \frac{q-4}{1.2.3(4q-7)}\frac{c^3}{T^3} + \dots\right].$$

En négligeant des termes du second ordre, on peut écrire l'équation (2) sous la forme :

$$(2\ bis) \qquad \left(p + \frac{a(T)}{v^2}\right)\left(v - be^{\frac{c}{T}}\right) = RT,$$

analogue à celle de l'équation de Van der Waals.

2° Posant $\frac{A(T)}{RT} = B$, on peut écrire l'équation (2) :

$$(2\ ter) \qquad p(v + B) = RT,$$

d'où l'on tire, à l'aide de deux couples de valeurs de p et de v correspondant à la même température T,

$$B = \frac{p_1v_1 - p_2v_2}{p^2 - p_1}.$$

Il est donc possible, à l'aide des isothermes d'un gaz, de calculer des séries de valeurs de B, qui doivent se trouver constantes sur une même isotherme et varier d'une isotherme à une autre.

M. Reinganum utilise les observations de M. Young (1) sur l'isopentane et trouve, en effet, des valeurs de B sensiblement invariables sur une même isotherme.

Des valeurs de B on déduit celles de la fonction A, qui, dans les limites des expériences de M. Young, n'est certainement pas linéaire. La courbe construite en prenant pour abscisses les valeurs de T et pour ordonnées celles de A rappelle plutôt une branche d'hyperbole ayant pour axe transverse l'une des abscisses.

E. B.

---

(1) S. Young, *Proc. of the Phys. Soc. of London*, p. 602 ; 1894-1895.

LEO GRUNMACH. — Experimentelle Bestimmung der Oberflächenspannung flüssiger Luft (Détermination expérimentale de la tension superficielle de l'air liquide). — *Drude's Ann.*, t. VI, p. 559-564; 1901.

Les mesures faites par la méthode des rides ont fourni de bons résultats, à la condition que la pointe, liée au diapason et qui produit les rides, plonge à peine dans le liquide.

La température des expériences, donnée par un thermomètre à éther de pétrole, est demeurée invariable à — 190°,3. La tension superficielle, égale en moyenne à 12,09 dynes par centimètre, s'est montrée assez peu variable avec la proportion d'oxygène contenue dans l'air liquide, laquelle a varié de 50 à 75 0/0.

La cohésion spécifique a pour valeur moyenne 23,19.

L. HOLBORN. — Untersuchungen über Platinwiderstände und Petroleumetherthermometern (Recherches sur les résistances de platine et les thermomètres à éther de pétrole). — *Drude's Ann.*, t. VI, p. 242-258; 1901.

1° Le mémoire comprend d'abord la comparaison de cinq résistances de platine, de diverses provenances, avec le thermomètre à hydrogène, effectuée dans l'acide carbonique solide imprégné d'alcool et dans l'air liquide. Les résistances sont exprimées, en fonction de la température, par des formules paraboliques du second degré, et les coefficients des termes en t et surtout en t^2 diffèrent assez sensiblement suivant la provenance du platine;

2° M. Holborn effectue ensuite la comparaison du thermomètre à hydrogène et du thermomètre à azote; à la température de l'air liquide, le thermomètre à azote fournit une indication trop basse de environ un demi-degré;

3° L'auteur compare les résistances de platine au thermomètre à azote à des températures comprises entre zéro et + 500°. Les formules paraboliques ainsi déterminées ne coïncident pas avec celles qui ont été calculées précédemment au moyen des observations à basse température. Le désaccord, à la température d'ébullition de l'air liquide, atteint déjà 2°. Il est donc impossible de représenter les résistances du platine par une formule unique du second degré dans l'intervalle total de — 180° à + 500°. On sait d'ailleurs, par les expériences de M. Dewar à la température de l'hydrogène liquide, que

la courbe des résistances métalliques s'infléchit fortement au-dessous de — 200°;

4° Des mesures de la température d'ébullition de l'azote donnent en moyenne — 182°,7, nombre extrêmement voisin de celui de M. Dewar, — 182°,5;

5° On sait que l'éther de pétrole est le seul liquide commun qui ne devienne pas nettement pâteux dans l'air liquide. M. Holborn prépare de l'éther de pétrole par distillation à 33° d'un produit du même nom fourni par Kurlbaum. Après avoir étudié la dilatation de ce liquide aux basses températures et l'avoir représentée par une formule parabolique, M. Holborn constate que les thermomètres construits avec ce liquide et gradués d'après cette formule fournissent, à la température de l'air liquide, des indications constantes à 1° près; les écarts accidentels proviennent de l'adhérence du ménisque à la paroi. E. B.

M. THIESEN. — Ueber die angebliche Anomalie des Sauerstoffs bei geringen Drucke (Sur la prétendue anomalie de l'oxygène aux basses pressions). — *Drude's Ann.*, t. VI, p. 280-301; 1901.

Par une critique approfondie de tout ce qui a été publié sur ce sujet, depuis les recherches de Bohr, qui annonçait que l'oxygène présente un brusque écart de la loi de Mariotte vers la pression de 7 millimètres, et par de nouvelles expériences qu'il a lui-même réalisées à ce sujet, M. Thiesen est amené à conclure que, très vraisemblablement, cette anomalie n'existe pas. E. B.

H. SCHULTZE. — Ueber die innere Reibung von Helium und ihre Aenderung mit der Temperatur (Sur le frottement interne de l'hélium et sa variation avec la température). — *Drude's Ann.*, t. VI, p. 302-314; 1901.

L'hélium, préparé par calcination de *monazitsand* et purifié par voie chimique, contenait environ 1,25 0/0 de néon.

Les résultats sont représentés par la formule :

$$\eta = \eta_0 (1 + \alpha t)^n,$$

avec les valeurs suivantes des deux constantes :

$$\eta_0 = 1891 \,.\, 10^{-7}$$
$$n = 0,6812.$$

α est le coefficient de dilatation des gaz. E. B.

E. WENZEL. — Beitrag zur Kenntniss der Volumen-und Dichtigkeitsänderungen von Flüssigkeiten durch Absorption von Gasen (Contribution à la connaissance des changements de volume que les liquides éprouvent en dissolvant des gaz). — *Drude's Ann.*, t. VI, p. 520-532; 1901.

L'eau, contenue dans un dilatomètre, reçoit successivement des volumes égaux d'un même gaz, refoulés par une pompe à mercure, jusqu'à la saturation du liquide. A chaque addition de gaz, on mesure la dilatation éprouvée par le liquide.

Pour l'oxygène, l'hydrogène et l'anhydride carbonique, les rapports de l'accroissement de volume du liquide au volume gazeux absorbé demeurent très sensiblement constants. Leur valeur moyenne est 0,001142 pour l'hydrogène, 0,001134 pour l'oxygène, 0,001520 pour l'anhydride carbonique.

Il n'en est pas de même pour les gaz plus solubles. Pour l'anhydride sulfureux, ce rapport croît de 0,001037 pour les premières portions de gaz absorbées à 0,001376 pour les dernières : pour l'ammoniaque, il décroît de 0,001090 à 0,000964.

Si l'on considère l'augmentation de volume du liquide comme étant le volume propre du gaz liquéfié, on trouve, pour les quatre corps étudiés, des densités en général beaucoup trop fortes. Pour l'ammoniaque, 0,7526 à 0,7739 au lieu de 0,6364; pour l'anhydride sulfureux, 2,5825 à 2,2096 au lieu de 1,4336; pour l'oxygène, 1,26 environ au lieu de 0,7555.

Seul, le nombre 0,0782 trouvé pour l'hydrogène est bien du même ordre que la densité récemment déterminée par M. Dewar.

En général, la dissolution d'un gaz dans l'eau est donc liée à une diminution de volume par rapport à la somme des volumes de l'eau et du gaz liquéfié. E. B.

F.-F. MARTENS. — Ueber die Dispersion ultravioletter Strahlen (Sur la dispersion des rayons ultra-violets). — *Drude's Ann.*, t. VI, p. 603-640; 1901.

Une substance ne peut aujourd'hui passer pour bien connue, au point de vue de sa dispersion, tant qu'on n'a pas déterminé ses vibrations propres, c'est-à-dire celles que la substance absorbe et réfléchit à la façon des métaux. Si elles étaient connues pour un grand nombre de substances, on pourrait espérer, par la comparaison de corps possédant un élément commun, déterminer l'origine de ces

vibrations propres. Tel est le but lointain que s'est proposé l'auteur de ce curieux travail. Il ne faut pas lui en vouloir de n'apporter présentement qu'une première et nécessairement très incomplète contribution à cette étude.

Pour atteindre le but proposé, M. Martens a fait des mesures d'indices dans les régions ultra-violette et visible en employant les raies suivantes [1] :

		λ				λ	
1.	Al	185,409	C. Runge	22.	Al	308,227	Exner et Haschek
2.	Al	186,220	—	23.	Au	312,280	—
3.	Al	193,529	—	24.	Cd	340,358	—
4.	Al	197,76	Exner et Haschek	25.	Al	358,702	—
5.	Al	198,99	C. Runge	26.	Al	394,415	—
6.	Al	200,09	Exner et Haschek	27.	H	410,185	Ames
7.	Au	204,47	—	28.	H	434,066	—
8.	Au	208,216	—	29.	Cd	441,587	Exner et Haschek
9.	Au	211,078	—	30.	Cd	467,832	—
10.	Cd	214,47	—	31.	H	486,149	Ames
11.	Cd	219,46	—	32.	Cd	508,606	Kayser et Runge
12.	Cd	224,00	—	33.	Cd	533,83	Thalén
13.	Cd	231,29	—	34.	Hg	546,10	Kayser et Runge
14.	Au	242,81	—	35.	Pb	560,70	Lecoq
15.	Au	250,333	—	36.	Na	589,31	Valeur moyenne
16.	Cd	257,317	—	37.	Au	627,84	Kayser et Runge
17.	Al	263,20	—	38.	Cd	643,88	Ames
18.	Au	267,61	—	39.	H	656,304	—
19.	Cd	274,871	—	40.	Li	670,82	Kayser et Runge
20.	Al	281,640	—	41.	Sb	702,0	Huggins
21.	Au	291,368	—	42.	K	768,24	Kayser et Runge

L'auteur utilise, en outre, les meilleures déterminations connues dans le spectre visible et dans l'infra-rouge et combine ces divers résultats pour déterminer les constantes de formules de Ketteler à un plus ou moins grand nombre de termes. Les valeurs critiques de λ calculées sont, autant que possible, comparées à celles qui ont déjà pu être déterminées directement.

On sait que la formule de dispersion de Helmholtz-Ketteler, sous sa forme générale, est :

$$n^2 = 1 + \Sigma \frac{m_k \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_k^2}. \qquad (1)$$

(1) Dans les tableaux qui suivent, les longueurs d'onde de ces raies ne sont rappelées que par leurs trois premiers chiffres.

D'après la théorie électro-magnétique de la dispersion développée par M. Drude [1], les substances isolantes sont formées de diverses sortes d'ions, dont chacun, par ses vibrations propres, fournit un terme à la formule ci-dessus. D'après cette théorie, la constante diélectrique D, pour chaque longueur d'onde, est égale à $1 + \Sigma m_k$.

Réduite à un seul terme, la formule de Helmholtz-Ketteler est :

$$n^2 = 1 + \frac{m'\lambda^2}{\lambda^2 - \lambda'^2}. \tag{2}$$

Si toutes les bandes d'absorption, sauf une, sont très loin dans l'ultra-violet, quel que soit le nombre de ces bandes, la formule pourra pratiquement s'écrire :

$$n^2 = m + \frac{m'\lambda^2}{\lambda^2 - \lambda'^2}. \tag{3}$$

S'il y a aussi des bandes très éloignées dans l'infra-rouge, on aura de même :

$$n^2 = m + \frac{m'\lambda^2}{\lambda^2 - \lambda'^2} - k\lambda^2. \tag{4}$$

Ces formes simplifiées suffiront dans un grand nombre de cas, soit que les longueurs d'onde critiques soient effectivement inaccessibles, soit simplement que les expériences n'aient pas encore été poussées assez loin. Dans d'autre cas, tout en conservant les termes extrêmes, on pourra expliciter un plus grand nombre de longueurs d'onde critiques. Bien entendu, quand on emploie les formules simplifiées, Σm perd sa signification théorique.

Nous n'insisterons pas sur la méthode de mesure d'indices employée par l'auteur. C'est la méthode de l'*angle d'incidence connu*, proposée, en 1828, par Rydberg et perfectionnée par Grailich. Elle consiste à déterminer la valeur de l'angle d'incidence et la déviation, d'où on déduit l'indice.

Les plaques photographiques employées d'après les conseils de M. Schumann qui, comme on sait, a poussé la photographie de spectres jusqu'au voisinage de $0^\mu,1$, ont été fournies par Gebhardt, de Berlin, qui les désigne sous le nom de *Kupferdruckplatten*. Quelques plaques ont été fournies directement par M. Schumann et ont per-

(1) P. Drude, *Lehrbuch der Optik*, p. 352; Leipzig, 1900.

mis à l'auteur de pousser très loin les recherches relatives à la sylvine, au quartz et au spath.

1° Nous croyons utile de publier en détail les mesures propres de l'auteur relatives au spath-fluor, au sel gemme et à la sylvine, à cause de l'importance particulière de ces corps dans les études de chaleur rayonnante.

Spath-fluor $t = 18°$

λ en μμ	n Obs.	n Calc.	Diff.	λ en μμ	n Obs.	n Calc.	Diff.
95	réfl. métallique admise			291	1,46586	1,45585	— 1
185	1,51024	1,51022	— 2	308	1,45276	1,45258	+ 1
186	1,50930	1,50927	— 3	312	1,45187	1,45187	0
193	1,50150	1,50151	+ 1	340	1,44774	1,44776	+ 2
197	1,49755	1,49755	0	358	1,44560	1,44562	+ 2
198	1,49643	1,49647	+ 4	394	1,44231	1,44233	+ 2
200	1,49547	1,45952	+ 5				
204	1,49190	1,49194	+ 4	410	1,44112	1,44116	+ 4
208	1,48907	1,48211	+ 4	431	1,43960	1,43964	+ 4
211	1,48705	1,48708	+ 3	441	1,43920	1,43921	+ 1
214	1,48480	1,48482	+ 2	467	1,43787	1,43788	+ 1
219	1,48167	1,48172	+ 5	486	1,43706	1,43708	+ 2
224	1,47911	1,47912	+ 1	508	1,43619	1,43621	+ 2
231	1,47533	1,47535	+ 2	533	1,43535	1,43537	+ 2
242	1,47025	1,47023	— 2	546	1,43497	1,43500	+ 3
250	1,46732	1,46732	0	589	1,43385	1,43388	+ 3
257	1,46490	1,46491	+ 1	627	1,43302	1,43305	+ 3
263	1,46302	1,46305	+ 3	643	1,43271	1,43275	+ 4
267	1,46175	1,46175	0	656	1,43251	1,43253	+ 2
274	1,45976	1,45676	0	670	1,43226	1,43229	+ 3
281	1,45806	1,45806	0	768	1,43073	1,43096	+ 3

Dans le mémoire original, un second tableau, que nous ne reproduisons pas, résume les observations dans l'infra-rouge dues à MM. Rubens [1], Rubens et Snow [2], Carvallo [3] et Paschen [4], entre $\lambda = 884\mu\mu$ et $9^{\mu},429$. Les différences du calcul et de l'observation sont en général inférieures à vingt unités du cinquième ordre, en plus ou en moins. Mais, pour les rayons restants correspondant aux deux longueurs d'onde $51^{\mu},2$ et $61^{\mu},1$, les écarts sont considérables : les

(1) H. Rubens, *Wied. Ann.*, t. XLV, p. 254; 1892; t LI, p. 390; 1894.
(2) H. Rubens et B. Snow, *Wied. Ann.*, t. XLVI, p 540; 1892.
(3) E. Carvallo, *Comptes Rendus*, t. CXVI, p. 1189; 1893.
(4) F. Paschen, *Wied. Ann.*, t. LIII, p. 325; 1894; t. LVI, p. 762; 1895; — *Drude's Ann.*, t. IV, 299; 1901.

indices calculés par les auteurs sont respectivement 3,83 et 3,25 au lieu de 3,47 et 2,66 mesurés directement par Paschen.

Les constantes admises par M. Martens sont :

$m = 1,331140$		
$m' = 0,677860$	$\lambda' = 0^{\mu},0950790$	calculé
$m'' = 0,160020$	$\lambda'' = 24,000$	observés
$m''' = 0,193620$	$\lambda''' = 31,600$	observés
$m^{IV} = 4,527470$	$\lambda^{IV} = 40,52605$	calculé
$\Sigma m = 6,920110$		

En dehors des deux bandes d'absorption connues de la fluorine dans le spectre infra-rouge, M. Martens en introduit donc une troisième correspondant à $\lambda = 40^{\mu},5$, qui n'a pas été observée, ainsi qu'une bande d'absorption dans l'ultra-violet, pour $\lambda = 95^{\mu\mu}$. La valeur qu'il admet pour Σm coïncide avec la valeur de la constante diélectrique déterminée par M. Th. Simon (1).

Ajoutons enfin que les ondes les plus courtes photographiées par M. Schumann étaient transmises par le spath, et que leur indice était 1,724. D'après la formule de M. Martens, cet indice correspondrait à une longueur d'onde de 125 $\mu\mu$.

Le tableau suivant donne les indices de la sylvine mesurés par M. Martens.

(1) Th. Simon, *Wied. Ann.*, t. LIII, p. 553 ; 1894.

Sylvine $t = 18°$.

λ en μμ	n Obs.	n Calc.	Diff.	λ en μμ	n Obs.	n Calc.	Diff.
114	réflex. métallique (admise)			291	1,55134	1,55134	0
160,7		—		308	1,54130	1,54129	— 1
185	1,82704	1,82704	0	412	1,53920	1,53920	0
186	1,81847	1,81858	+ 1	340	1,52720	1,52726	— 4
193		absorbé.		358	1,52109	1,5211	+ 2
197	1,73114	1,73111	— 3				
198	1,72432	1,72437	+ 5	394	1,51213	1,51209	— 4
200	1,71864	1,71862	— 2	410	1,50901	1,50896	— 5
204	1,69811	1,69811	0	434	1,50497	1,50492	— 5
208	1,68302	1,68304	+ 2	441	1,50384	1,50379	— 5
211	1,67275	1,67274	— 1	467	1,50038	1,50036	— 2
214	1,66182	1,66178	— 4	486	1,49835	1,49832	— 3
219	1,64739	1,64741	+ 2	508	1,49614	1,49613	— 1
224	1,63606	1,63603	— 3	533	1,49404	1,49403	— 1
231	1,62037	1,62033	— 4	946	1,49313	1,49312	— 1
242	1,60041	1,60040	— 1	560	1,49212	1,49212	0
250	1,58923	1,58976	+ 3	589	1,49038	1,49038	0
257	1,58119	1,58120	+ 1	627	1,48841	1,48843	+ 2
263	1,57477	1,57478	+ 1	643	1,48771	1,48772	+ 1
267	1,57038	1,57038	0	656	1,48721	1,48721	0
274	1,56381	1,56380	0	670	1,48663	1,48665	+ 2
281	1,55838	1,55831	+ 1	768	1,48374	1,48371	— 3

Les expériences de Rubens et Snow, de Rubens, de Trowbridge, etc. (¹), sur le spectre infra-rouge sont aussi résumées dans un tableau de comparaison que nous ne reproduisons pas et qui s'étend jusqu'à $22^{\mu},5$; les différences entre le calcul et l'observation sont, en général, extrêmement petites.

Les constantes de la formule de dispersion de la sylvine sont :

$m = 1{,}25841$	
$m' = 0{,}672011$	$\lambda' = 0^{\mu}{,}115265$ } calculés
$m'' = 0{,}244603$	$\lambda'' = 0\ {,}160730$ } calculés
$m''' = 1{,}93343$	$\lambda''' = 61\ {,}1$ (observé)

L'auteur admet deux bandes d'absorption métallique dans l'ultraviolet, en dehors de la bande connue dans l'infra-rouge. L'absorption constatée pour la longueur d'onde $0^{\mu},193$ ainsi que des bandes d'absorption constatées par Rubens pour $5^{\mu},2$ et $7^{\mu},2$ ne correspondent, au contraire, à rien de particulier dans la formule de M. Martens.

La quantité Σm diffère sensiblement de la constante diélectrique déterminée par Starke (²).

(¹) H. Rubens, *Wied. Ann.*, t. LXV, p. 481 ; 1895 ; — H. Rubens et Z.-W. Snow, *Wied. Ann.*, t. XLVI, p. 535 ; 1892 ; — H. Rubens et J. Trowbridge, *Wied. Ann.*, t. LX, p. 733 ; 1897 ; — H. Rubens et E. Nichols, *Wied. Ann.*, t. LX, p. 451 ; 1897.

(²) H. Starke, *Wied. Ann.*, t. LX, p. 641 ; 1897.

Sel gemme $t = 18°$.

λ en μμ	n Obs.	n Calc.	Diff.	λ en μμ	n Obs.	n Calc.	Diff.
110	réflex. métallique (admise)			281	1,62083	1,62082	— 1
156		—		291	1,61309	1,61307	— 2
185	1,89332	1,89331	— 1	300	1,60187	1,60186	— 1
186	1,88558	1,88554	— 4	312	1,59954	1,59951	— 3
193	1,82809	1,82813	+ 4	340	1,58601	1,58599	— 2
197	1,80254	1,80252	— 2	358	1,57916	1,57916	0
198	1,79580	1,79585	+ 5	394	1,56889	1,56892	+ 3
200	1,79016	1,79014	— 2	410	1,56530	1,56535	+ 5
204	1,76948	1,76951	+ 3	434	1,56072	1,56076	+ 4
208	1,75413	1,75414	+ 1	441	1,55947	1,55948	+ 1
211	1,74355	1,74355	0	467	1,55554	1,55555	+ 1
214	1,73221	1,73218	— 3	486	1,55317	1,55321	+ 4
219	1,71711	1,71715	+ 4	508	1,55071	1,55071	0
224	1,70516	1,70514	— 2	533	1,54829	1,54830	+ 1
231	1,68840	1,68842	+ 2	546	1,54724	1,54726	+ 2
242	1,66699	1,66696	— 3	560	1,54607	1,54611	+ 4
250	1,65541	1,65541	0	589	1,54413	1,54411	— 2
257	1,64664	1,64605	+ 1	627	1,54185	1,54186	+ 1
263	1,63904	1,63900	— 4	643	1,54047	1,54046	— 1
267	1,63417	1,63406	— 1	670	1,53982	1,53982	0
274	1,62687	1,62789	+ 2	768	1,53644	1,53642	— 2

L'étude des radiations infra-rouges a été faite par Langley, Rubens et ses collaborateurs, et Paschen (1). Leurs nombres sont représentés par la formule de M. Martens, au même degré d'approximation que ceux de l'auteur. Les constantes de cette formule sont :

$m = 1,155992$	$k = 0,000309178$
$m' = 0,855461$	$\lambda' = 0^{\mu},110725$ } calculés
$m'' = 0,317791$	$\lambda'' = 0,156320$ } calculés
$m''' = 1,620760$	$\lambda''' = 51,200$ observé
$\Sigma m = 3,950004$	

Le coefficient k a la signification indiquée pour la formule (4). On peut se débarrasser de ce coefficient et en même temps faire disparaître la différence entre la valeur de Σm et la constante diélectrique 6,29 mesurée par M. Starke en ajoutant une nouvelle bande de réflexion métallique dans l'infra-rouge. Les coefficients correspondants sont : $m^{\text{IV}} = 2,34$, $\lambda^{\text{IV}} = 87^{\mu},0$.

2° L'auteur donne encore les résultats de ses mesures pour les indices ordinaires et extraordinaires du spath et du quartz ; mais il

(1) Langley, *Ann. of the astrophys. Obs. of the Smithsonian Inst.*, t. I, p. 1-266 ; 1900 ; — Rubens, *Wied. Ann.*, t. XLV, p. 254 ; 1892 ; t. LIII, p. 278 ; 1894 ; t. LIV, p. 482 ; 1897 ; — Rubens et Snow, *Wied. Ann.*, t. XLVI, p. 535 ; 1892 ; — Rubens et Nichols, *Wied. Ann.*, t. LX, p. 45 ; 1897 ; — Rubens et Trowbridge, *Wied. Ann.*, t. LX, p. 733 ; 1897 ; t. LXI, p. 224 ; 1897 ; — Paschen, *Wied. Ann.*, t. LIII, p. 340 ; 1894.

ne parvient pas à les représenter par des formules du genre Helmholtz-Ketteler. Nous renverrons au mémoire original, pour toute cette partie du travail de M. Martens;

3° Le mémoire, contient en outre, les formules suivantes de dispersion déduites soit des observations propres de l'auteur dans l'ultraviolet combinées avec celles de divers autres observateurs dans le spectre visible et l'infra-rouge, soit uniquement d'observations non personnelles.

Sulfure de carbone (1).

$m = 1,6403$
$m' = 0,88113$
$\Sigma m = 2,51516$

$k = 0,000300$
$\lambda' = 0^{\mu},21743$

D'après Ratz (2), la constante diélectrique est :

$$2,6158 - 0,00249\ (t - 18°).$$

Monobromonaphtaline (3).

$m = 2,0061$
$m' = 0,6214$
$\Sigma m = 2,6214$

$\lambda' = 0^{\mu},243$

Huile de casia (4).

$m = 1,88558$
$m' = 0,58446$
$\Sigma m = 2,47104$

$\lambda' = 0^{\mu},27093$

Iodure double de baryum et de mercure en solution dans l'eau (5).

$m = 2,3680$
$m' = 0,5984$
$\Sigma m = 2,9664$

$\lambda' = 0^{\mu},31885$

Benzine (6).

$m = 1,4528$
$m' = 0,7264$
$\Sigma m = 2,1792$

$\lambda' = 0^{\mu},1745$

Alcool (7).

$m = 1,4548$
$m' = 0,3819$
$\Sigma m = 1,8367$

$\lambda' = 0^{\mu},133$

(1) MARTENS, van der WILLIGEN, RUBENS.
(2) RATZ, *Zeitsch. für physik. Ch.*, t. XIX, p. 94-112; 1896.
(3) SIMON.
(4) MICHELI.
(5) ROHRBACH.
(6) SIMON, RUBENS.
(7) MARTENS, KUNDT.

Eau (¹).

$m = 1{,}26770$
$m' = 0{,}49378$
$\Sigma m = 1{,}76148$ | $\lambda' = 0^{\mu},11512$

Xylol (²).

$m = 1{,}000$
$m' = 1{,}1724$
$\Sigma m = 2{,}1274$ | $\lambda' = 0^{\mu},1366$

4° En ce qui concerne l'influence de la composition chimique sur la position des bandes de réflexion métallique, objet premier du mémoire, l'auteur se borne aux observations suivantes :

a. Rubens et Nichols ont trouvé, dans le mica et dans le quartz, des bandes de réflexion métallique correspondant à $8^{\mu},5$ et à 20 μ. Ils attribuent ces bandes au silicium ;

b. Aschkinass observe que le spath-fluor, le spath, le marbre et le gypse offrent la réflexion métallique vers 30 μ et attribue cette bande au calcium. Une autre bande présentée par le spath et le spath-fluor pour $0^{\mu},100$ pourrait aussi être propre au calcium ;

c. La silvine, le sel gemme, les bromures de potassium et de sodium présentent chacun une bande de réflexion métallique entre 50^{μ} et 70 μ. Aschkinass attribue cette particularité à l'analogie du potassium et du sodium, d'une part, du chlore et du brome, d'autre part;

d. Le soufre et le sulfure de carbone présentent une même bande de réflexion métallique vers $0^{\mu},220$, due probablement au soufre.

L'auteur termine en indiquant les valeurs de l'indice de diverses substances calculé à l'aide de ses formules de dispersion pour une longueur d'onde nulle.

	n_0
Sel gemme	1,075
Sylvine	1,117
Eau	1,126
Spath-fluor	1,167
Benzine	1,205
Alcool	1,206
Sulfure de carbone	1,278
Huile de cassia	1,374
Monobromonaphtaline	1,416
Solution d'iodure double de baryum et de mercure	1,539

(¹) SIMON, RUBENS.
(²) RUBENS.

Cet indice limite devrait théoriquement être égal à 1. M. Martens pense que, pour les divers corps de la liste, le désaccord tient à l'omission d'au moins une bande de réflexion métallique située dans l'extrême ultra-violet. E. B.

H. EBERT. — Verkilung der electrischen Ionen inden höheren Schichten der Atmosphäre (Distribution des ions électriques dans la haute atmosphère). — *Terrestrial Magnetism and Atmospheric Electricity*, t. VI, p. 97; 1901.

Elster et Geitel ont conclu de leurs expériences sur la déperdition dans l'air libre d'un cylindre électrisé, relié par une tige longue et mince à un électroscope bien isolé, à l'existence dans l'atmosphère d'ions libres et électrisés (1). En admettant que les ions positifs et négatifs ont des charges équivalentes, mais des vitesses et des concentrations différentes, on démontre facilement qu'une surface de niveau quelconque entourant un conducteur bien isolé est traversée, dès la création du champ, par un double courant d'ions, constant et proportionnel à leur concentration vraie et à la charge du corps producteur du champ. Il en résulte que la charge de ce corps (Spannungs Körper) sera neutralisée avec une certaine vitesse, qui correspond justement à la loi exponentielle de déperdition de Coulomb. — Si l'on voulait expliquer la perte graduelle de charge par une émission d'électricité, il faudrait supposer la force agissante proportionnelle au carré de la densité superficielle, ce qui conduirait à une loi toute différente, et que l'expérience ne vérifie dans aucun cas. Il y a également des conditions dans lesquelles la loi de Coulomb ne représente pas exactement les faits, par exemple pour une masse d'air confiné, immobile et débarrassée de poussières; mais, d'après des expériences de Geitel, les phénomènes sont alors ceux que J. Thomson et Rutherford ont constatés dans les gaz ionisés artificiellement (2), et l'auteur les a également constatés dans des observations en ballon libre, c'est-à-dire dans des conditions analogues, le mouvement des masses d'air par rapport aux instruments se réduisant alors aux courants verticaux.

Ces expériences conduisent à attribuer à la concentration des ions une très faible valeur, et le calcul montre qu'ils ne peuvent exercer d'influence mesurable sur l'état magnétique du globe, sauf pour les

(1) *J. de Phys.*, 3e série, t. IX, p. 666.
(2) *Philos. Mag.*, XLII, p. 392; 1896.

régions étendues que définit l'état de la circulation atmosphérique, et où ils détermineraient les courants électriques verticaux signalés par A. Bauer (1). Il y aurait intérêt à étudier parallèlement aux éléments magnétiques les changements, parfois soudains, de la concentration donnant naissance à de brusques courants d'ions.

La charge négative de la terre, exagérée par le relief des montagnes, rend peu instructives les expériences faites aux stations d'altitude; par contre, l'influence de cette charge s'atténue si on s'élève en ballon à une assez grande distance du sol, et l'expérience a montré que la charge du ballon n'exerce pas d'action appréciable sur les mesures. Ces dernières peuvent être faites au moyen de l'appareil d'Elster et Geitel (*loc. cit.*), protégé par un toit, ou mieux entouré d'un grillage métallique à mailles étroites, chargé à un potentiel élevé et de même signe que le corps, et destinée à accroître la déperdition sans employer des corps de dimensions trop grandes, et difficiles à bien isoler. Le mémoire donne d'intéressants détails sur l'installation et la conduite des mesures, ainsi que sur les expériences de contrôle à effectuer avant, après et au besoin pendant l'ascension, et sur le mode de calcul et de réduction des observations. Il faut également observer, en même temps que la variation de la divergence des feuilles de l'électroscope, les éléments météorologiques, pression, état hygrométrique (2), température.

L'auteur a effectué trois ascensions; le 30 juin 1900 (voyage d'essai qui a montré la possibilité des expériences); le 10 novembre 1900, dans une aire à pression relativement forte comprise entre deux dépressions; le 17 janvier 1901, par un régime très stable, forte pression, temps clair, froid sec, avec inversion de température. Il a déduit des nombres trouvés les conclusions suivantes :

Les mesures par la méthode d'Elster et Geitel sont praticables en ballon libre avec une sûreté suffisante, et relativement peu de peine, en même temps que les observations météorologiques courantes.

La *vitesse de neutralisation croît indubitablement* quand on s'élève, indépendamment de l'action unipolaire de la charge terrestre.

Jusqu'à 3.000 mètres environ, les couches atmosphériques se comportent qualitativement comme les couches immédiatement voisines

(1) *Terrestrial Magnetism*, t. II, p. 11.

(2) L'auteur emploie, de préférence à l'état hygrométrique, *le coefficient de mélange* (Mischungs-Verhältniss), ou poids en kilogrammes de la vapeur contenue dans 1 kilogramme d'air sec.

du sol, en ce sens que les charges négatives sont neutralisées plus vite que les charges positives.

Aux grandes altitudes, la différence paraît s'atténuer de plus en plus, en même temps qu'augmente le nombre absolu des ions.

Presque toutes les observations en ballon montrent que la perte d'électricité, calculée en pour cent de la charge initiale, croît quand cette charge diminue, comme il arrive, d'après Geitel, dans l'air d'une chambre close.

La chute de potentiel par unité de temps est sensiblement constante, ce qui montre que les ions se meuvent dans l'atmosphère avec une vitesse déterminée et en nombre déterminé, c'est-à-dire qu'il ne s'en forme réellement qu'un nombre très limité, ou qu'ils ne peuvent arriver qu'en nombre déterminé aux points où ils sont utilisés.

L'accroissement de conductibilité avec la hauteur n'est pas assez constant pour qu'on puisse le représenter par une formule simple correspondant à tous les cas, mais varie souvent brusquement ; il est fortement influencé par les conditions physiques de la couche d'air dans laquelle on se trouve.

Dans l'air sec et limpide, la déperdition a, dans la haute atmosphère, la même valeur que près du sol ; quand l'humidité croît, et surtout quand on approche du point de condensation ou qu'elle se précipite à l'état de fines gouttelettes, la vitesse de décharge par les ions des deux signes est considérablement diminuée.

Il vaut mieux installer l'appareil de mesure sur une petite table assujettie contre la paroi extérieure de la nacelle que dans l'intérieur.

En entourant l'appareil d'une cage chargée de la même électricité, les vitesses de neutralisation augmentent beaucoup pour les deux sortes d'ions ; dans le troisième voyage, à 2.375 mètres, on a pu constater une vitesse égale à 23 fois celle que l'instrument aurait donnée près du sol. L'exactitude des observations n'est pas diminuée, mais leur nombre peut être considérablement accru, ce qui est un avantage.

Dans la troisième ascension, on a trouvé de très grandes valeurs de la déperdition, grâce à un temps très clair durant déjà depuis longtemps, et à un courant descendant, qui amenait sur l'instrument de l'air très riche en ions.

On n'a pu constater d'actions perturbatrices provenant soit du ballon, soit de la radiation solaire. P. Lugol.

TABLE DES MATIÈRES (*suite*).

MAI 1902.

TABLE DES MATIÈRES.

MAI 1902.

(*Voir* la suite à la page 3.)

Tours. — Imprimerie Deslis Frères.

Le Gérant: J. Deslis.

JOURNAL
DE PHYSIQUE
THÉORIQUE ET APPLIQUÉE,

FONDÉ

PAR J.-CH. D'ALMEIDA

ET PUBLIÉ PAR

MM. E. BOUTY, G. LIPPMANN, E. MASCART, A. POTIER,

ET

M. B. BRUNHES, adjoint à la rédaction,

AVEC LA COLLABORATION

D'UN GRAND NOMBRE DE PROFESSEURS ET DE PHYSICIENS.

QUATRIÈME SÉRIE.

TOME I. — JUIN 1902.

PARIS,
AU BUREAU DU JOURNAL DE PHYSIQUE,
11, RUE RATAUD (5e).

Toutes les réclamations doivent être adressées à M. Sandoz, rue Rataud, 11, à Paris, 5

APPLICATION DES OSCILLOGRAPHES A LA MÉTHODE DE RÉSONANCE [1];

Par M. H. ARMAGNAT.

1. Un courant périodique quelconque peut toujours être représenté par une série de Fourier, telle que :

$$(1)\quad y = a_0 + A_1 \sin \omega t + A_2 \sin 2\omega t \ldots + A_n \sin n\omega t + B_1 \cos \omega t + B_2 \cos 2\omega t \ldots + B_n \cos n\omega t,$$

ou encore, en écrivant :

$$a_n = \sqrt{A_n^2 + B_n^2} \qquad \text{et} \qquad \text{tang}\,\varphi_n = \frac{B_n}{A_n},$$

$$(2)\quad y = a_0 + a_1 \sin(\omega t + \varphi) + a_2 \sin(2\omega t + \varphi_2) \ldots + a_n \sin(n\omega t + \varphi_n).$$

En résumé, le courant périodique est représenté par la somme d'une série de sinusoïdes, variables en nombre et en grandeur, qui sont des *harmoniques* de la fonction principale $a_1 \sin(\omega t + \varphi)$. Dans le cas des courants alternatifs, on prend comme fonction principale celle qui correspond à la période du courant essayé. Si T est la durée de cette période, la *fréquence* est $\frac{1}{T}$ et :

$$\omega = \frac{2\pi}{T}.$$

Les variations de plus longue période, par exemple celles qui sont dues à l'irrégularité des moteurs à vapeur, sont ordinairement négligées ; leur examen rentre dans l'étude mécanique de la machine.

Dans les courants alternatifs *symétriques*, le terme a_0 disparaît ; il ne reste que les termes en sinus et cosinus.

Pour obtenir l'équation complète de la courbe, il faut connaître les coefficients $a_1, a_2, \ldots, a_n$, qui ne sont autre chose que les *demi-amplitudes* des sinusoïdes composantes, l'*ordre* n et enfin la *phase* φ_n de chaque harmonique. Dans le cas de (1), il faut connaître les coefficients A_n et B_n de chaque harmonique, et la phase est donnée par leur rapport.

Deux méthodes différentes peuvent être employées pour déterminer cette équation. Si l'on a relevé, par points ou à l'aide des instru-

[1] Communication faite à la Société de Physique, Séance du 20 décembre 1901.

ments automatiques : ondographe, oscillographe ou rhéographe, la courbe du courant étudié en fonction du temps, on peut, à l'aide des procédés graphiques ordinaires, déterminer les constantes ci-dessus. Malheureusement, les courbes ainsi obtenues n'ont jamais une finesse et une netteté suffisantes pour permettre cette analyse, à moins que les harmoniques cherchés soient relativement importants et d'ordre peu élevé. De plus, les courbes obtenues sont toujours faussées par les accidents *non périodiques*, que l'on ne peut éviter, et ces perturbations risquent d'apporter beaucoup de trouble dans l'analyse.

La *fig.* 1 met bien en évidence la difficulté d'obtenir sur une courbe l'indication de l'ordre et de la grandeur des harmoniques. Les deux courbes représentent le courant inducteur et le courant induit dans un petit transformateur à circuit magnétique ouvert. Le courant est fourni par une commutatrice dont la force électromotrice est représentée par la courbe dentelée des *fig.* 5 à 9. La self-induction

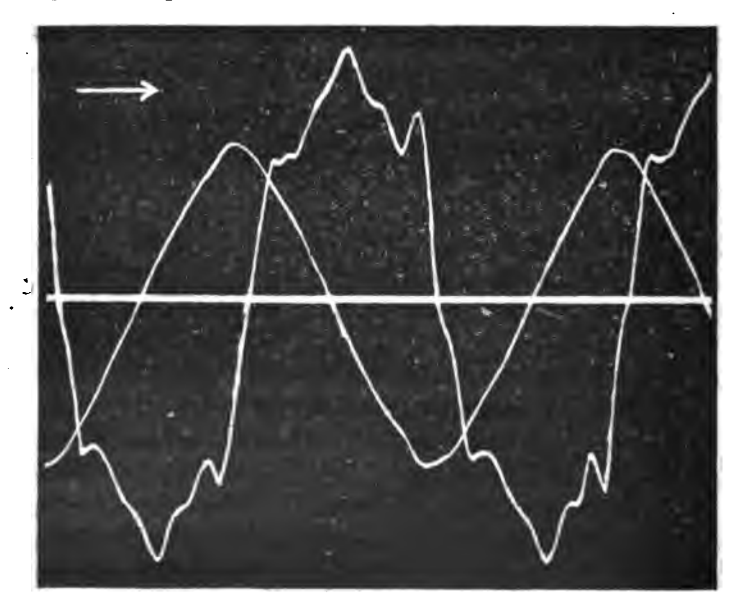


Fig. 1. — Courant inducteur et courant induit dans un transformateur.

relativement considérable du primaire et la présence du fer saturé ont fait disparaître les dentelures, de sorte que le courant inducteur présente la forme presque triangulaire que l'on voit ici. Néanmoins

les harmoniques que nous retrouverons plus loin existent encore et on les voit très amplifiés dans le courant induit; cependant l'examen de la courbe du courant inducteur permet difficilement de prévoir leur existence. Il y a même, en plus, l'harmonique trois dû au fer.

L'analyse graphique étant insuffisante pour la détermination de l'équation des courbes, il faut employer des méthodes donnant *directement* n, a_n et φ_n; ce sont les *méthodes analytiques* proprement dites. En réalité, les méthodes analytiques ont été essayées en même temps que les premiers oscillographes, et ce sont les progrès continuels de ces derniers qui les ont fait oublier; mais, par un retour assez curieux, ces appareils facilitent singulièrement l'emploi des méthodes analytiques, de sorte que, s'il est nécessaire, on peut obtenir, à l'aide d'un même instrument : oscillographe ou rhéographe, la courbe elle-même, ou sa décomposition en harmoniques.

Parmi les méthodes analytiques proposées, puis abandonnées, on peut citer celle de MM. Healing et Le Tall (1), dans laquelle le courant étudié traverse un électro placé devant un fil tendu. Quand la tension du fil est telle que sa période de vibration correspond à celle d'un des harmoniques, le fil se met à vibrer fortement, l'amplitude de ses vibrations indiquant, à peu près, l'amplitude de l'harmonique et l'ordre n étant déduit de la tension et des dimensions du fil. Cette méthode ne donne pas la phase.

MM. Lamb et Smith, à la même époque (2), et M. Blondel ensuite (3), obtiennent la valeur des harmoniques en envoyant le courant étudié dans le circuit fixe d'un électrodynamomètre, le circuit mobile recevant le courant fourni par un alternateur auxiliaire. Ce dernier, dont la vitesse peut être réglée à volonté, doit donner un courant sinusoïdal. Chaque fois que le courant auxiliaire i correspond à la fréquence d'un des harmoniques, on a :

$$i = C \sin n\omega t,$$

et la déviation passe par un maximum. Or la déviation est proportionnelle à :

$$\frac{1}{T}\int_0^T yi = \frac{C}{T}\int_0^T y \sin n\omega t,$$

(1) *Journal of the Inst. of Elect. Eng.*, t. XVIII, p. 284; — *Lumière électrique*, t. XXXII, p. 584; 1889.

(2) *Industrie électrique*, p. 375, 25 août 1893.

(3) *Lumière électrique*, t. LIII, p. 288; 1894.

c'est-à-dire à l'un des coefficients cherchés, puisque les formules de Cauchy donnent :

$$A_n = \frac{2}{T}\int_0^T y \sin n\omega t.$$

Un réglage préalable ayant permis de mettre i en phase avec les termes en sinus, il suffit de décaler l'alternateur de $\frac{\pi}{2}$, pour avoir :

$$i' = C \cos n\omega t,$$

et, par suite :

$$B_n = \frac{2}{T}\int_0^T y \cos n\omega t. \tag{3}$$

Sous cette forme, qui est celle de M. Blondel, la méthode est complète, puisque les trois facteurs cherchés sont déterminés ; malheureusement elle n'a pas été appliquée ainsi ; seuls, MM. Lamb et Smith ont fait quelques expériences, sans se préoccuper de la phase.

2. Avec la méthode de résonance de M. Pupin[1], nous entrons dans une autre voie ; les expériences sont plus faciles à réaliser et le calcul des résultats moins incertain.

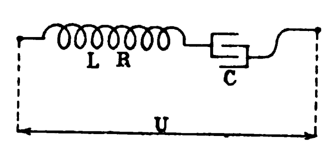


Fig. 2. — Schéma de la méthode de résonance.

Un circuit composé d'une bobine sans fer, ayant une résistance R et une self-induction L, en série avec condensateur de capacité C, étant soumis (*fig.* 2) à une différence de potentiel U, de fréquence $\frac{n}{T}$:

$$U = a_n \sin(n\omega t + \varphi_n),$$

est traversé par un courant I_n :

$$I_n = \frac{a_n}{R\sqrt{1+\left(\frac{n^2\omega^2CL-1}{n\omega CR}\right)^2}} \sin(n\omega t + \varphi_n - \psi), \tag{4}$$

$$\tang \psi = \frac{n^2\omega^2CL - 1}{n\omega CR}. \tag{5}$$

(1) *American Journal of Science*, mai 1893 ; — *Lumière électrique*, t. LIII, p. 288 ; 1894.

Cette intensité est maximum quand :

(6) $$n^2\omega^2 CL = 1,$$

elle est alors égale à :

(7) $$I'_n = \frac{a_n}{R} \sin(n\omega t + \varphi_n).$$

A ce moment il y a *résonance*, car, en effet, le circuit ci-dessus n'est pas autre chose qu'un *résonateur*, dont la période d'oscillation propre, abstraction faite de l'amortissement, est :

$$T' = 2\pi \sqrt{CL};$$

or, il est facile de voir que T′ est aussi la période $\frac{T}{n}$ du courant I_n, puisque, comme le montrent (3) et (6) :

$$\frac{T}{n} = \frac{2\pi}{n\omega} = 2\pi \sqrt{CL}.$$

Dans les expériences de Pupin, un électromètre, placé en dérivation sur le condensateur C, sert à l'observation. Il se développe dans le circuit des forces électromotrices $L \frac{dI}{dt}$ et $\frac{1}{C}\int I dt$, qui sont précisément égales entre elles et maxima au moment de la résonance; on tire de (7) :

(8) $$e = L \frac{dI_n}{dt} = n\omega \frac{L}{R} a_n \cos(n\omega t + \varphi_n).$$

Comme, dans la circonstance, on mesure un des harmoniques, c'est-à-dire un courant rigoureusement sinusoïdal, il est facile de déduire a_n de la force électromotrice *efficace* mesurée :

$$e_{eff.} = 0{,}707 e_0,$$

et

$$a_n = \frac{e_0 R}{n\omega L}.$$

La méthode de Pupin exige l'emploi de bobines ou de capacités permettant la variation continue de CL. Chaque fois que la déviation de l'électromètre passe par un maximum, on se trouve en présence d'un harmonique dont l'ordre n est donné par le produit CL :

(9) $$n = \frac{1}{\omega \sqrt{CL}}.$$

et l'amplitude par l'équation (8). Cette méthode ne donne pas la phase.

Remplaçons maintenant l'électromètre par un oscillographe ou un rhéographe, immédiatement l'observation est simplifiée. Avant d'être arrivé à la résonance, on voit se tracer sur l'écran la courbe de l'harmonique visé et, si l'on a eu soin de conserver la courbe y du courant étudié, il est facile de *compter* le nombre n des oscillations qui se produisent pendant une période de la courbe y. Une fois l'ordre n de l'harmonique le plus voisin connu, il est facile de calculer la valeur plus exacte de CL à employer; mais ce calcul n'est qu'approximatif.

Au moment où la courbe observée est maximum, la résonance est atteinte et, si l'on connaît la résistance R du circuit de l'oscillographe et de la bobine de self-induction, si l'oscillographe lui-même est étalonné, la mesure de I'_n est facile, et on a :

$$a_n = RI_0,$$

I_0 étant l'ordonnée maximum de l'intensité I'_n.

De plus, l'équation (5) montre que la différence de phase ψ entre le courant I_n et la différence de potentiel U est nulle quand la résonance est atteinte; donc on peut, en se servant de la courbe y comme repère, déterminer la phase φ_n de chaque harmonique.

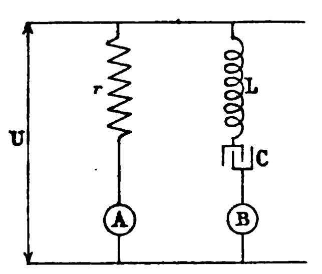


FIG. 3. — Mesure des faibles voltages.

3. Entrons plus avant dans la question. Pour la mesure des *différences de potentiel* assez basses, jusqu'à 200 volts environ, on peut employer le schéma de la *fig.* 3. L'oscillographe A, muni d'une résistance non inductive r, trace sur l'écran la courbe y du courant étudié. Le second oscillographe B est en série avec le condensateur C et une bobine de self-induction L ; le produit CL peut varier par l'un ou l'autre des facteurs, ou par les deux, et la *variation doit être aussi*

continue que possible. Un réglage préalable des deux oscillographes a permis de faire coïncider les axes et les origines des temps sur les courbes.

Les choses étant ainsi disposées, on met d'abord le circuit CL en résonance avec la période principale (*fig.* 5), et on détermine soigneusement son amplitude maximum et sa phase par rapport à la courbe témoin. Ensuite on diminue CL, et l'observation de la courbe montre facilement les harmoniques qui existent dans le courant étudié; on les met en résonance et on mesure également leur phase et leur amplitude.

Diverses causes d'erreurs existent dont il faut tenir compte. Nous avons toujours calculé, jusqu'ici, le courant produit par l'harmonique visé seulement; mais l'équation (4) nous montre que le courant fourni par les autres harmoniques n'est jamais négligeable ; il y a lieu d'en tenir compte dans certains cas.

Examinons, par exemple, ce qui se passe pour un harmonique d'ordre $n+p$, lorsque la résonance est établie pour l'harmonique n; à ce moment nous avons :

$$C = \frac{1}{n^2\omega^2 L},$$

et cette valeur, introduite dans l'équation (4), où n a été préalablement remplacée par $n+p$, nous donne :

$$(10) \quad I_{n+p} = \frac{a_{n+p}}{R} \frac{1}{\sqrt{1+\left(\frac{n^2-(n+p)^2}{n+p}\right)^2 \omega^2 \frac{L^2}{R^2}}} \sin[(n+p)\omega t + \varphi_{n+p} - \psi_{n+p}].$$

C'est-à-dire que l'intensité donnée par l'harmonique $n+p$ est réduite, par rapport à la valeur qu'elle aurait à la résonance, dans le rapport indiqué par le radical. Par conséquent, en étudiant l'harmonique n, il faut tenir compte des harmoniques $n+p$ dont l'amplitude est assez grande pour donner une intensité appréciable, bien qu'ils ne soient pas en résonance. En pratique, c'est surtout la période fondamentale : $n+p=1$, qui apporte du trouble dans les harmoniques supérieurs.

La présence des courants dus à tous les harmoniques autres que n ne change rien à l'amplitude ni à la phase de ce dernier; il en résulte seulement une légère courbure de l'axe du temps (*fig.* 6 et 7) ou une interférence qui donne lieu à des nœuds et à des ventres (*fig.* 9). Ces perturbations gênent fort peu ici, tandis qu'elles affectent notable-

ment la valeur efficace du courant, telle qu'on la mesure dans la méthode de Pupin proprement dite.

Tous les harmoniques différents de n sont décalés sur leur phase réelle, et on a :

$$(11) \qquad \text{tang}\,\psi_{n+p} = \frac{(n+p)^2 - n^2}{n}\,\omega\,\frac{L}{R} = \left(\frac{p^2}{n} + 2p\right)\omega\,\frac{L}{R}.$$

L'équation (10) montre que le courant I_{n+p} est d'autant plus atténué que la *constante de temps*, $\frac{L}{R}$, de la bobine est plus grande; on a donc intérêt *à faire cette constante aussi élevée que possible;* il en résulte que ψ_{n+p} est toujours voisin de $\frac{\pi}{2}$, en avance quand p est positif, c'est-à-dire pour les harmoniques supérieurs à n, en retard pour les harmoniques inférieurs.

L'équation (8) montre que la force électromotrice d'induction est aussi proportionnelle à la constante de temps. Comme le condensateur est soumis à une différence de potentiel égale, il y a lieu d'éviter une trop grande valeur de $\frac{L}{R}$ pour les harmoniques où le produit na_n est élevé. Cette considération est déjà contradictoire à la condition précédente; nous trouverons plus loin une autre cause qui oblige aussi à limiter la constante de temps du circuit.

Voyons maintenant l'effet d'une petite erreur sur le réglage de la résonance; posons :

$$(12) \qquad n^2\omega^2 CL - 1 = \varepsilon,$$

ε étant très petit devant 1. Cette valeur, introduite dans (4), donne, en remplaçant $1 + \varepsilon$ par 1 :

$$(13) \qquad I''_n = \frac{a_n}{R}\,\frac{1}{\sqrt{1 + n^2\omega^2\,\frac{L^2}{R^2}\,\varepsilon^2}}\,\sin(n\omega t + \varphi_n - \psi''),$$

et

$$(14) \qquad \text{tang}\,\psi'' = n\omega\,\frac{L}{R}\,\varepsilon.$$

Les équations (13) et (14) montrent qu'un très petit déréglage de la résonance affecte à la fois l'*amplitude* et la *phase* de l'harmonique et que, pour obtenir des résultats exacts, il faut pouvoir faire varier le produit CL d'une manière presque continue, en observant soigneu-

sement le moment où l'amplitude maximum est atteinte. La meilleure solution est évidemment l'emploi de bobines à self-induction variable, dans le genre de celles de MM. Brillouin ou Ayrton et Perry.

Le déréglage ε peut aussi être dû à une variation de vitesse de l'alternateur ; celle-ci produit une variation de la fréquence fondamentale et le facteur ω de l'équation (12) diffère de la valeur ω_0 qui donne la résonance ; on obtient ainsi :

$$(15) \qquad \frac{\omega - \omega_0}{\omega_0} = \frac{\varepsilon}{2}.$$

Le facteur ε est donc proportionnel à la variation relative de la vitesse angulaire, c'est-à-dire à l'*irrégularité* de l'alternateur étudié.

Avec les machines très irrégulières, cet effet est tel qu'il est impossible de photographier les courbes de résonance. Il faut observer directement l'amplitude maximum et la phase au même moment. Si, après réglage, on veut substituer la glace sensible à l'écran de l'oscillographe, on a très peu de chances de déclencher l'obturateur photographique au moment d'un maximum. On peut, il est vrai, placer un électromètre aux bornes du condensateur et s'en servir pour observer le moment du maximum ; mais, en outre de la complication, ce moyen a le défaut de n'être efficace que pour les irrégularités très longues, l'inertie de l'électromètre le rendant impropre aux indications rapides.

Il faut remarquer que la variation d'amplitude est d'autant plus grande que $\frac{L}{R}$ est aussi plus grand ; on peut donc, le cas échéant,

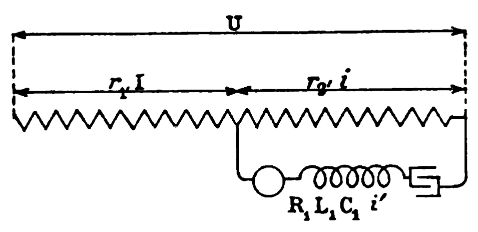


Fig. 4. — Mesure des voltages élevés.

réduire la constante de temps à la valeur juste nécessaire pour rendre les harmoniques voisins sans influence. Les courbes 8 et 9 montrent bien ce défaut : elles ont été relevées sur une commutatrice dont l'irrégularité dépasse beaucoup 1 0/0.

4. Pour les voltages élevés, il faut employer un autre dispositif : en effet, il est dangereux de soumettre un condensateur à une différence de potentiel de plusieurs centaines de volts, et il ne faut pas oublier que le voltage qui agit sur le condensateur peut être beaucoup plus élevé que le voltage à mesurer.

La solution la plus simple consiste à mettre le circuit résonateur en dérivation sur une fraction, r_2, d'une résistance sans induction, $r_1 + r_2$, qui reçoit le voltage total (*fig.* 4).

Dans ces conditions, il est facile de voir qu'on a, au moment de la résonance :

$$Ri' = r_2 i, \qquad I = i + i',$$

et, finalement, le courant mesuré par l'oscillographe est :

$$i' = \frac{r_2}{r_1 r_2 + r_1 R + r_2 R} u_n ;$$

u_n étant l'harmonique n de la différence de potentiel U.

Il faut calculer les résistances r_1 et r_2, de sorte que la différence de potentiel $r_2 i$ soit, au plus, égale à 100 volts.

Il est bien entendu que les deux méthodes ci-dessus (§ 3 et 4) mesurent des *différences de potentiel* U et que, pour en déduire la *force électromotrice* E de l'alternateur, il faut tenir compte de la résistance et de la self-induction du générateur. La correction à apporter à U, pour obtenir E, est naturellement variable avec l'ordre n de l'harmonique, et, si l'oscillographe exige un courant appréciable, certains harmoniques de la force électromotrice peuvent être presque complètement étouffés. Par conséquent, l'oscillographe employé donnera une valeur de E d'autant plus exacte que la résistance du circuit sera plus grande ; c'est exactement le cas de tous les voltmètres.

5. Pour la mesure des intensités, le procédé à employer est encore différent. On pourrait évidemment placer le circuit résonateur en dérivation sur une résistance sans self-induction et mesurer comme ci-dessus ; mais il faut observer que l'on ne peut obtenir ainsi qu'une différence de potentiel très faible et, à moins que l'oscillographe employé soit très sensible, il faut que la résistance R du résonateur soit faible, ce qui conduit à L également très faible et exige pour C des valeurs très grandes et pratiquement inutilisables.

Une solution plus simple consiste à faire usage d'un petit transformateur *élévateur de tension*, sans fer, dans le circuit secondaire

duquel on intercale l'oscillographe, le condensateur et, au besoin, une bobine de self-induction additionnelle. A la résonance, le courant secondaire I_n mesuré par l'oscillographe est *en phase* avec la force électromotrice induite par l'harmonique visé, c'est-à-dire en retard de $\frac{\pi}{2}$ sur l'harmonique i_n lui-même, et le courant observé a pour valeur, en appelant M le coefficient d'induction mutuelle du transformateur :

$$(16) \qquad I_n = \frac{Mn\omega i_n}{R} \sin\left(n\omega t + \varphi_n - \frac{\pi}{2}\right).$$

En calculant, comme ci-dessus, l'influence des harmoniques voisins, on voit que l'intensité I_{n+p} est réduite à :

$$(17) \quad I_{n+p} = \frac{M(n+p)\omega i_{n+p}}{R} \frac{1}{\sqrt{1+\left(\frac{n^2-(n+p)^2}{n+p}\right)^2 \omega^2 \frac{L^2}{R^2}}} \sin\left(n\omega t + \varphi_{n+p} - \frac{\pi}{2} - \Psi_{n+p}\right).$$

On voit que les harmoniques inférieurs, p négatif, ont une action perturbatrice moindre que dans le cas de la mesure des voltages. Au contraire, les harmoniques supérieurs sont beaucoup plus gênants. Ce double résultat est dû à ce que le courant donné par chaque harmonique est proportionnel au produit $(n + p)\, i_{n+p}$, tandis que, dans la mesure des voltages, il est seulement proportionnel à a_{n+p}.

La constante de temps joue ici le même rôle que précédemment pour l'étouffement des harmoniques voisins, et on trouvera la même difficulté à l'augmenter, à cause de la force électromotrice d'induction qui croît très vite :

$$e = Mn^2\omega^2 \frac{L}{R} I_n,$$

et, aussi, à cause des variations de vitesse qui causent la même variation d'amplitude et de phase des courbes [Voir (13) et (14)].

6. La facilité d'emploi de cette méthode repose en grande partie sur la bobine de self-induction dont on dispose. Il faut que cette self-induction varie d'une manière continue par l'éloignement ou le rapprochement de deux bobines, ou par leur variation d'angle. Il est nécessaire de posséder au moins deux bobines de self-induction : une de 1 à 2 henrys, l'autre de 0,1 à 0,2 henry, pour obtenir la résonance avec des capacités pas trop grandes.

La constante de temps du circuit est le quotient de la somme des self-inductions par la somme des résistances ; il faut donc donner à

la bobine additionnelle la plus grande constante de temps possible pour que la constante résultante soit élevée. Si on craint les effets nuisibles de $\frac{L}{R}$, on a toujours la ressource d'augmenter R, quand la sensibilité de l'oscillographe le permet.

On est assez vite limité dans l'augmentation de $\frac{L}{R}$. On sait, en effet, que la *constante de temps* varie, toutes choses égales d'ailleurs, et pour des bobines homologues, comme le carré des dimensions linéaires, c'est-à-dire comme la puissance $\frac{2}{3}$ du volume :

$$\frac{L}{R} : \frac{L'}{R'} = \left(\frac{V}{V'}\right)^{\frac{2}{3}}.$$

La constante de temps varie avec la *forme* de la bobine, avec la *conductibilité* du fil et avec l'*épaisseur de l'isolant*. Dans les conditions les plus favorables, on obtient $\frac{L}{R} = 0{,}01$ seconde avec un volume de fil de 300 à 600 centimètres cubes correspondant à un *poids* utile de fil de 2 à 3 kilogrammes.

Il ne doit y avoir, dans les bobines de self-induction employées, aucune autre dépense d'énergie que l'effet Joule, RI^2, dans le circuit mesuré. C'est pour cette raison qu'il faut employer des bobines sans fer, n'ayant pas de spires en court-circuit et sans masses métalliques susceptibles d'être le siège de courants de Foucault.

On emploie quelquefois l'expression constante de temps en l'appliquant à des bobines à noyau de fer. Dans ce cas, la valeur intéressante, en courant alternatif, dépend non seulement de $\frac{L}{R}$, mais encore de toutes les pertes d'énergie, et on doit écrire :

$$\text{tang}\,\varphi = \omega \frac{L'}{R'},$$

en donnant à φ sa valeur tirée du *facteur de puissance* K :

$$\cos\varphi = \frac{P}{EI} = K,$$

$$\frac{L'}{R'} = \frac{1}{\omega}\,\text{tang}\,\varphi = \frac{1}{\omega}\,\frac{\sqrt{1 - K^2}}{K}.$$

Cette expression de la constante de temps nous donne la valeur de la résistance fictive R′ qu'il faudrait introduire dans les équations

précédentes pour le calcul des amplitudes et des forces électromotrices. Il est facile de voir que cette formule contient le facteur K, qui est variable avec la fréquence et presque toujours inconnu. Mais on voit aussi que $\frac{L'}{R'}$ est toujours plus petit que $\frac{L}{R}$, par conséquent les amplitudes, comme les forces électromotrices calculées, sont plus grandes que les valeurs observées, quand il y a du fer dans la bobine.

Pour la même raison, le coefficient de self-induction L′, d'une bobine avec fer, mesuré en courant alternatif, est toujours plus petit que la valeur statique, parce que le calcul est basé sur la valeur vraie R, au lieu de la résistance fictive R′.

Les condensateurs employés peuvent être quelconques, pourvu que leur isolement ne soit pas trop mauvais. Le calcul de la capacité n'intervenant pas, puisque *n* est déterminé par le nombre d'oscillations observé dans une période, le réglage défectueux des capacités et les petits défauts tels que la variation de la capacité avec le temps de

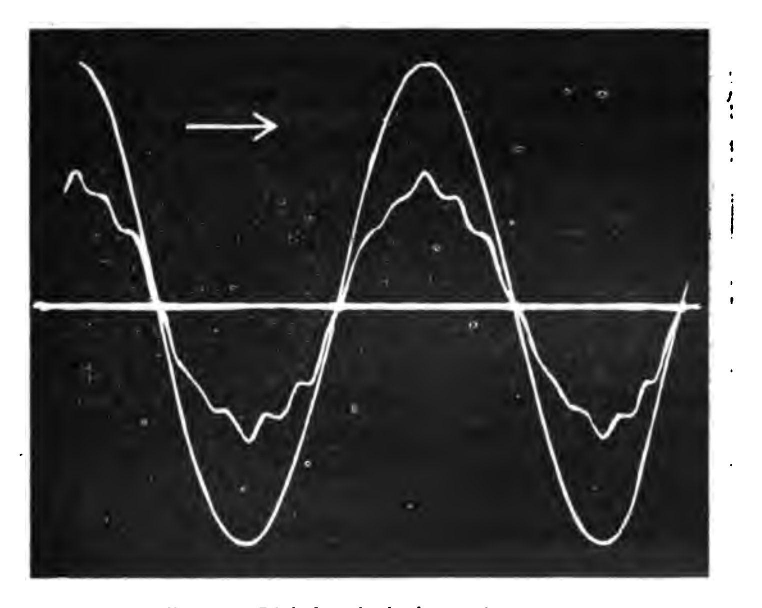


Fig. 5. — Période principale en résonance.

charge, ne gênent pas. La dépense d'énergie dans les condensateurs est toujours assez petite pour être négligée, au moins avec les oscillographes industriels qui exigent des courants assez intenses.

7. Comme exemple de décomposition d'une courbe de courant alternatif, nous allons prendre les *fig.* 5 à 9, qui ont été relevées sur une commutatrice. Cette machine porte, sur un seul induit, deux enroulements distincts, de façon à ce que le voltage secondaire en courant continu soit égal au voltage efficace primaire en alternatif.

Le rôle de la machine a été renversé. Le courant primaire est pris sur un réseau à courant continu dont le voltage oscille fréquemment et très brusquement, entre 115 et 120 volts. Il en résulte naturellement une vitesse fort irrégulière de la commutatrice, ce qui rend presque impossible la photographie des courbes de résonance. On trouvera, dans le tableau ci-dessous, les valeurs de a_n et φ_n, pour les harmoniques principaux, relevées sur les clichés et observées directement. Il y a une différence très notable entre ces valeurs pour $n = 7$ et 11; cela provient de ce que, malgré des essais répétés, il a été impossible de faire coïncider la photographie avec un moment de résonance parfaite.

Les mesures ont été faites dans des conditions variées de self-induction, de capacité et de résistance. Les bobines de l'oscillographe ont été mises en série — sensibilité $S = 1$ — ou en dérivation — sensibilité 0,5. La colonne y_n indique, en millimètres, l'ordonnée maximum de l'harmonique observé, et la colonne a_n renferme les valeurs relatives des demi-amplitudes :

$$a_n = \frac{Ry_n}{S}.$$

Comme on le voit, l'harmonique 3 est affecté par la période principale. En appliquant la formule (10), on voit que $n + p = 1$ donne encore une sinusoïde dont l'amplitude est environ le quart de celle qui correspond à $n = 5$; le calcul se vérifie bien sur le cliché. La courbure de l'axe des temps ne gêne pas pour la mesure de l'amplitude; on peut, sans commettre d'erreur trop forte, prendre pour y_n la moyenne de trois maxima consécutifs, les deux extrêmes étant de signe opposé au moyen :

$$y_n = \frac{y' + 2y'' + y'''}{4}.$$

Pour la phase, il faut la mesurer en partant d'un *maximum*, quand cette courbe part d'un axe curviligne, comme c'est le cas dans la *fig.* 6. On choisit une période de l'harmonique aussi près que pos-

sible du maximum de la courbe perturbatrice et on prend la moyenne entre les deux passages au zéro de cette courbe. Il suffit de retrancher

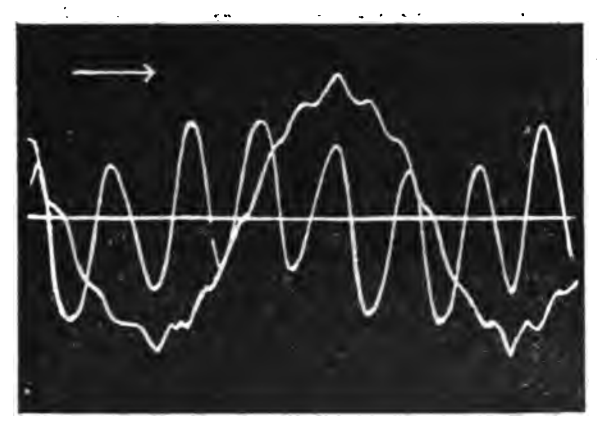


Fig. 6. — Harmonique cinq.

de la distance de ce point à l'origine de la courbe témoin le nombre de périodes entières qui y est contenu, moins un quart de période ; le reste donne la phase cherchée.

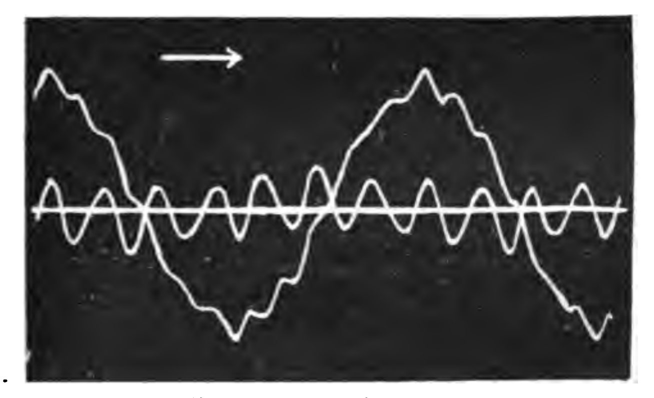


Fig. 7. — Harmonique sept.

La même perturbation se retrouve dans la *fig.* 7, où la période principale a encore une amplitude égale environ au quart de celle de l'harmonique 7.

Avec la courbe 11 (*fig.* 8), l'amplitude est suffisante pour que la période fondamentale ne gêne plus ; mais les variations de vitesse

sont considérablement grossies et on voit que l'amplitude de la courbe varie constamment.

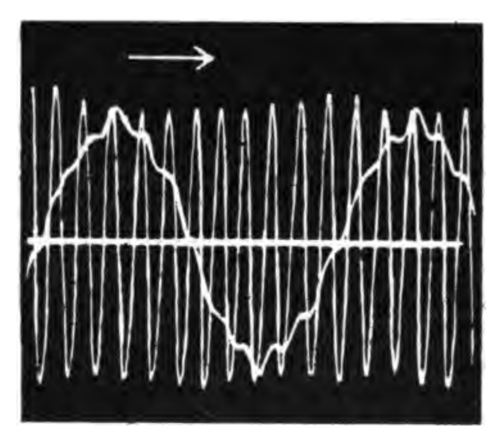


Fig. 8. — Harmonique onze.

Enfin, dans la courbe 13 (*fig.* 9), nous avons un curieux effet dû à l'interférence des harmoniques 11 et 13. Le premier n'est réduit qu'à 16 0/0 de sa valeur, ce qui, grâce à sa grandeur, lui donne

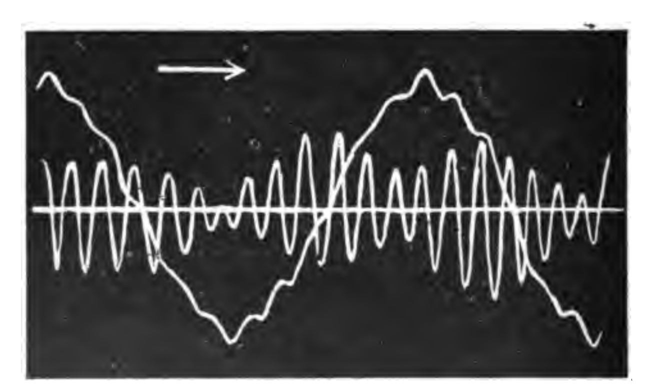


Fig. 9. — Harmonique treize interférant avec l'harmonique onze.

une amplitude du même ordre que celle de l'harmonique 13, qui est étudié. Il est évident qu'il faudrait une constante de temps énorme; mais alors les mesures deviendraient très difficiles, à cause des variations de vitesse, qui sont déjà très gênantes. L'amplitude indiquée dans le tableau, pour $n = 13$, est l'*amplitude moyenne.*

Valeurs relevées sur les clichés.

	L	C	R	y_n	φ	S	a_n
1	2,006	9	204	32	0	1	6,500
5	0,240	3	13	10,5	avance $0{,}3\pi$	1	136
7	0,240	1,60	6,8	4,2	avance $3/4\pi$	0,5	57
11	0,240	0,63	13	20	retard $\frac{\pi}{2}$	1	260
13	0,106	0,90	18,1	5	0	1	90

Valeurs observées directement (maxima).

	L	C	R	y_n	φ	S	a_n
5	0,240	3	6,8	10	0	0,5	136
7	0,240	1,60	6,8	5,5	avance $3/4\pi$	0,5	75
11	0,101	1,45	11,9	15	retard π	0,5	357

Si grossiers que soient les résultats, dans le cas particulier que nous venons d'analyser, on voit que la différence de potentiel aux bornes de la commutatrice est représentée, en valeur relative, par une équation de la forme suivante :

$$U = 6.500 \sin \omega t + 136 \sin 5\omega t + 75 \sin\left(7\omega t + \frac{3\pi}{4}\right) + 357 \sin(11\omega t - \pi) + 90 \sin 13\omega t.$$

Cette courbe renferme encore d'autres harmoniques plus élevés, le vingt-septième par exemple ; mais leur amplitude est négligeable vis-à-vis de ceux ci-dessus.

8. La méthode de résonance n'a pas été souvent employée jusqu'ici, faute de moyens commodes pour l'appliquer, et, aussi, parce qu'elle est peu connue. Il est cependant un certain nombre de questions dans lesquelles le simple examen des courbes, oscillographiques ou autres, ne peut pas donner des résultats complets.

Toutes les fois qu'on se trouve en présence d'un phénomène rigoureusement périodique, il est facile de déterminer l'équation de la courbe ; par conséquent, on peut voir l'influence des différents facteurs sur chaque harmonique et, souvent, obtenir une interprétation mathématique là où on est obligé de se servir de formules empiriques.

Parmi les questions de ce genre, l'une des plus importantes paraît être l'étude du rôle du fer dans tous les appareils électriques ; c'est même la question *type*, car, avec un courant bien régulier, on a des phénomènes rigoureusement périodiques et susceptibles d'une traduction mathématique. L'action des diélectriques pourrait être étudiée de même.

Dans les phénomènes à forme plus complexe, comme ceux de l'arc et de l'électrolyse, l'irrégularité des courbes, lorsqu'on les observe avec les oscillographes, est tout à fait décourageante; cependant on voit, en pratiquant la méthode de résonance, que les irrégularités troublent peu les résultats, et il serait intéressant d'entreprendre l'étude de ces phénomènes à ce point de vue. Les irrégularités paraissent porter exclusivement sur certains harmoniques. Ceci peut contribuer à déterminer leur nature.

Le procédé le plus exact, dans ces cas, consiste à remplacer la courbe témoin par la courbe du même harmonique, mesurée sur l'autre facteur. En effet, la puissance électrique en courant alternatif complexe est, comme l'on sait, égale à la *somme* des puissances qui correspondent à chaque harmonique; donc, en mettant côte à côte le même harmonique pris sur U et sur I, on obtient plus exactement la différence de phase et, par suite, la puissance réelle.

9. L'*irrégularité* de la vitesse des alternateurs étant une des principales difficultés que l'on rencontre dans l'emploi de la méthode de résonance, il est naturel de chercher à se servir de la perturbation produite pour mesurer cette irrégularité.

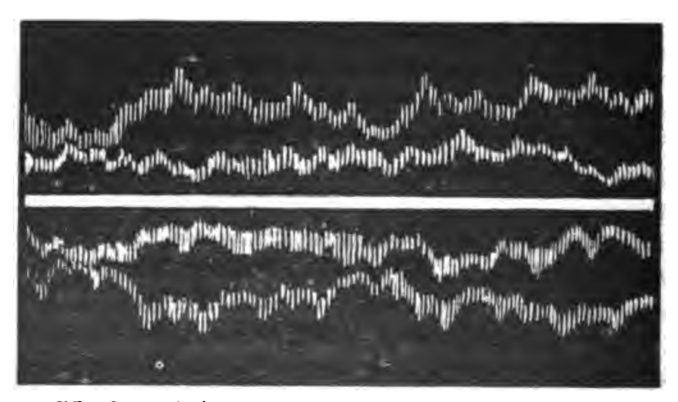


Fig. 10. — Effet des variations de vitesse. Les courbes tracées très rapidement ne sont nettement visibles qu'à leurs sommets, ce qui suffit à indiquer les variations d'amplitude.

Si, dans un oscillographe, nous supprimons le déplacement du spot en fonction du temps, nous aurons, au lieu de la courbe habituelle, un trait lumineux rectiligne, de longueur variable avec l'amplitude de la courbe observée. Si cette courbe est celle d'un harmo-

nique élevé, la variation de longueur pourra indiquer les petites variations de vitesse de l'alternateur. Il suffira de recevoir cette ligne lumineuse sur un papier sensible, enroulé sur un manchon tournant synchroniquement avec l'arbre de l'alternateur, pour obtenir un tracé en forme de ruban de largeur variable, cette *largeur* étant fonction de la vitesse angulaire réelle de la machine.

La *fig.* 10 montre une application de ce genre faite sur la commutatrice étudiée ci-dessus. Les variations d'amplitude enregistrées correspondent à des variations de vitesse de 4 à 5 0/0. L'harmonique en résonance est le onzième et, sur le cliché, on voit très nettement les courbes séparées. Le déplacement en fonction du temps a été produit à la main, à la vitesse de 36 centimètres par seconde ; deux images successives se sont superposées.

Il est facile de calculer la relation entre l'*amplitude* des oscillations et l'*irrégularité* de l'alternateur. Nous avons trouvé précédemment :

$$\frac{\omega - \omega_0}{\omega_0} = \frac{\varepsilon}{2}.$$

Cette valeur, introduite dans (13), nous donne, pour l'amplitude :

$$\alpha = 2\frac{a_n}{R}\frac{1}{\sqrt{1 + 4n^2\omega^2\frac{L^2}{R^2}\left(\frac{\omega - \omega_0}{\omega_0}\right)^2}},$$

tandis qu'à la résonance parfaite nous avons :

$$\alpha_0 = 2\frac{a_n}{R};$$

le rapport de ces valeurs donne :

$$\frac{\alpha}{\alpha_0} = \sqrt{1 + 4n^2\omega^2\frac{L^2}{R^2}\left(\frac{\omega - \omega_0}{\omega_0}\right)^2}.$$

d'où l'on tire :

$$\frac{\omega - \omega_0}{\omega_0} = \pm\frac{R}{2n\omega L}\sqrt{\frac{\alpha_0^2 - \alpha^2}{\alpha^2}}.$$

Pour cette application de la méthode, il suffit de régler la résonance pour le *maximum ou le minimum* de la vitesse, afin d'éviter que deux valeurs de l'irrégularité donnent la même amplitude ; α_0 est alors la *plus grande* amplitude de la courbe et, pour toutes les autres valeurs α, la formule permet de calculer l'irrégu-

larité. Il faut prendre l'*amplitude* au lieu de la distance à l'axe, à cause des harmoniques voisins qui peuvent apporter de la dissymétrie dans la courbe, comme on le voit *fig.* 10.

Le rapport $\frac{\alpha}{\alpha_0}$ croissant avec la constante de temps du circuit résonateur, il faut, pour déceler les petites irrégularités, augmenter considérablement les dimensions des bobines, à moins que le courant ne renferme des harmoniques élevés.

Comme exemple, nous pouvons calculer la constante de temps qu'il faudrait employer pour mesurer des variations de $\frac{1}{2}$ degré par tour, sur les alternateurs de la Rive Gauche, en nous servant de l'harmonique 15 de ce courant. L'irrégularité sera, au minimum, de $\frac{1}{720}$; si nous voulons obtenir par ce moyen un rapport $\frac{\alpha}{\alpha_0} = \frac{1}{2}$, il faudra prendre une bobine ayant $\frac{L}{R} = 0{,}158$ seconde, c'est-à-dire ayant un poids de cuivre de 125 à 190 kilogrammes! Le cas échéant, une pareille bobine pourrait être formée d'une grosse botte de câble, le réglage de la résonance se faisant en éloignant ou en supprimant quelques spires.

SUR LA COHÉSION DES LIQUIDES [1];

Par MM. LEDUC et SACERDOTE.

Le simple fait qu'une corde, une tige de verre ou de métal, etc..., fixée à sa partie supérieure, ne se rompt pas malgré la pesanteur, montre qu'il existe, entre les tranches consécutives du solide, des forces de réunion dites *forces de cohésion*, dont la valeur par unité de surface est supérieure à $\frac{p}{s}$, p désignant le poids de la tige et s sa section.

De même, si l'on arrive à réaliser une *colonne liquide continue fixée par sa partie supérieure*, on pourra affirmer que ce liquide est doué de cohésion et que cette cohésion est supérieure à $\frac{p}{s}$, p désignant le poids de la colonne liquide et s sa section.

---

[1] Communication faite à la Société de Physique, Séance du 18 avril 1902.

Il est, en outre, évident que, si l'on fait croître la longueur de cette colonne solide ou liquide, la pesanteur finira par l'emporter sur la cohésion, et il y aura rupture. Théoriquement, cette rupture devrait se produire à la partie supérieure, là où la traction est la plus forte; en réalité, elle se produit dans une région quelconque, là où il existe un point faible : paille pour le métal; vice de fabrication pour la corde; bulles d'air, même invisibles, pour le liquide.

Des vibrations plus ou moins énergiques pourront, du reste, provoquer cette rupture bien avant que l'on ait atteint la limite de cohésion.

Première partie. — EXPÉRIENCE DE GAY-LUSSAC.

L'expérience. — Un disque de verre (*fig.* 1) étant suspendu horizontalement sous un plateau d'une balance et équilibré, si l'on amène une surface d'eau en contact avec sa face inférieure, elle y adhère; mettons ensuite des poids P dans l'autre plateau, le disque se soulève, entraînant avec lui une petite colonne d'eau; pour des poids suffisants, cette colonne atteint 5 à 6 millimètres, puis se rompt, une mince couche liquide restant adhérente au disque : telle est l'expérience bien connue due à Taylor et répétée par Gay-Lussac, Simon de Metz, etc...

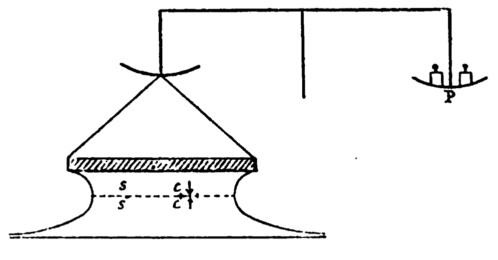


FIG. 1.

Son interprétation classique. — Dans bon nombre de traités de physique, cette expérience est interprétée d'une façon complètement erronée; — on dit, bien à tort, qu'elle donne une mesure plus ou moins imparfaite de la cohésion du liquide; — on dit :

Lorsqu'on a amené la surface d'eau en contact avec le disque, la couche superficielle y a adhéré; le disque, en se soulevant, a

entraîné avec lui cette couche superficielle, puisque l'eau mouille le verre, et les autres couches ont suivi, par suite de la cohésion qui les unit à la première ; la rupture a eu lieu lorsque les poids P l'ont emporté sur cette cohésion ; on a donc :

$$C \leq \frac{P}{S},$$

C désignant la force de cohésion par unité de surface ;
S, l'aire de la section de rupture ou, sensiblement, la surface du disque.

En opérant avec un disque de 11^{cm},8 de diamètre, Gay-Lussac a vu la rupture se produire pour P = 59^{gr},4, d'où l'on déduit : $c \leq 0^{gr},5$ environ; on était ainsi amené à conclure que : *la cohésion de l'eau est de l'ordre de grandeur de 0^{gr},5 par centimètre carré, c'est-à-dire équivalente à 5 millimètres d'eau environ* [1].

Son interprétation véritable. — Nous allons montrer que le raisonnement précédent est absolument inexact : *la cohésion du liquide n'intervient en rien dans cette expérience, qui réussirait tout aussi bien avec un liquide entièrement dénué de cohésion* [2].

Une comparaison le fera immédiatement comprendre :

Imaginons que la paroi d'une petite pompe aspirante soit très flexible, en caoutchouc mince, par exemple. La base du corps de pompe et le piston étant d'abord appliqués sur une surface d'eau, soulevons le piston ; *le liquide le suivra, poussé par la pression atmosphérique*, en même temps que la paroi s'incurvera sous l'influence de l'excès de la pression extérieure sur la pression intérieure.

Dans l'expérience ci-dessus, la paroi flexible est représentée par la membrane élastique, à laquelle on assimile la surface d'un liquide, et c'est encore la pression atmosphérique qui fait monter le liquide dans cette sorte de corps de pompe [3].

(1) On peut trouver ce nombre autrement : il suffit de remarquer que le poids de la colonne liquide soulevée est évidemment égal à P ; donc $\frac{P}{S}$ représente sensiblement la hauteur de cette colonne liquide, qui est bien de 5 à 6 millimètres.

(2) Il s'agit, bien entendu, de la cohésion intérieure et non de la cohésion superficielle.

(3) Pour que la cohésion intervienne dans cette expérience, il faudrait opérer dans le vide ou tout au moins dans une atmosphère dont la pression fût inférieure à celle que représente la colonne liquide soulevée. Or, contrairement à ce que l'on a souvent énoncé, cela est impossible avec l'eau, puisque la force élastique de celle-ci est mesurée, même à 0°, par une colonne d'eau supérieure à 6 centimètres, tandis que la colonne soulevée n'est que de 0,5 centimètre.

Les poids P, mis dans le second plateau de la balance, représentent donc simplement la différence des pressions hydrostatiques sur les deux faces du disque, augmentée de la composante de la tension superficielle, si l'angle de raccordement n'est pas nul.

Quant à la rupture, elle se produit pour des raisons que nous développerons plus loin et qui, elles non plus, n'ont rien à voir avec la cohésion.

Pour confirmer cette manière de voir, nous avons répété l'expérience de Gay-Lussac avec tous les soins nécessaires, et nous l'avons soumise à des mesures précises; mais, avant d'indiquer ces vérifications expérimentales, nous allons faire la théorie de cette expérience.

Théorie.

Méridienne de la colonne liquide soulevée. — Son équation est évidemment $F\left(\frac{1}{\rho}+\frac{1}{\rho'}\right)+z\mu g=0$, en désignant par

z, l'ordonnée d'un point quelconque de la méridienne;
$\rho\rho'$, les rayons de courbure de deux sections normales rectangulaires par ce point;
$F\mu$, la tension superficielle et la densité du liquide;
g, l'accélération de la pesanteur.

Si l'on suppose d'abord le rayon du disque assez grand pour que la seconde courbure soit négligeable, il vient, en remplaçant $\frac{1}{\rho}$ par sa valeur $\frac{z''}{(1+z'^2)^{\frac{3}{2}}}$:

$$\frac{F}{\mu g}\frac{z''}{(1+z'^2)^{\frac{3}{2}}}+z=0,$$

d'où, en intégrant :

$$z=\sqrt{\frac{4F}{\mu g}}\cos\frac{\omega}{2}, \tag{1}$$

ω désignant l'angle de la tangente en M avec l'horizontale.

A cette équation correspond la méridienne dessinée sur la *fig.* 2.

Quand on soulève le disque, la forme de la méridienne reste invariable; mais la portion intéressée de cette méridienne croît de plus en

plus; on obtient les divers aspects α, β, γ (*fig.* 2), comme le confirme l'expérience[1].

Remarque. — L'angle de raccordement $\hat{\alpha}$ varie de π à o (*fig.* 2), ce qui est possible sur une arête vive ; sa valeur, pour un soulèvement donné z du disque, est donnée par l'équation (1), où on remplace ω par α.

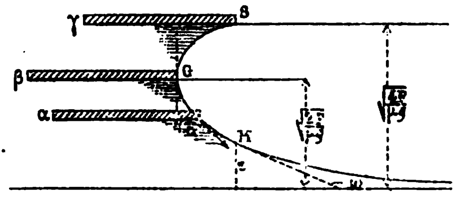


Fig. 2.

Remarque. — Si l'on veut tenir compte de deux rayons des courbures, le calcul est beaucoup plus compliqué [2] ; il montre qu'à mesure qu'on soulève le disque, non seulement la portion intéressée de la méridienne augmente, mais encore la forme de cette méridienne change légèrement. Entre l'angle de raccordement α et la

---

(1) Remarquons, en passant, que cette même courbe (ou sa symétrique) se retrouve dans beaucoup de phénomènes capillaires (*fig.* 3) :

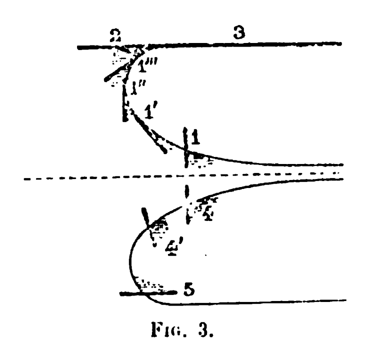


Fig. 3.

— Ascension d'un liquide le long d'une paroi verticale ou inclinée mouillée parfaitement ou non (1, 1', 1'', 1''').
— Expérience de Gay-Lussac (2), qui n'est, en somme, que le cas limite où la paroi, de plus en plus inclinée, est devenue parallèle à la surface liquide.
— Bulle d'un fluide moins dense à la surface d'un fluide plus dense (3).
— Dépression le long d'une paroi verticale ou inclinée non mouillée (4, 4').
— Goutte de mercure sur plan de verre (5).

(2) Consulter Laplace, *Œuvres*, t. IV, p. 467.

hauteur z du disque au-dessus de la surface du liquide, on a la relation approchée :

$$(1') \qquad z = \sqrt{\frac{4F}{\mu g}} \cos\frac{\alpha}{2} - \frac{1}{3R}\frac{2F}{\mu g}\frac{1-\sin^3\frac{\alpha}{2}}{\cos\frac{\alpha}{2}},$$

dans laquelle R désigne le rayon du disque.

Calcul de l'effort P *nécessaire pour soulever le disque* à une hauteur z quelconque :

Cet effort devant équilibrer la différence des pressions hydrostatiques sur les deux faces du disque, ainsi que la composante due à la tension superficielle, on a :

$$(2) \qquad P = \pi R^2 z \mu g + 2\pi RF \sin\alpha \text{ (1)};$$

pour calculer cet effort P correspondant à une valeur donnée de z, on déduira α de (1) ou de (1'), et on portera la valeur obtenue dans (2).

Nous verrons plus loin que les valeurs ainsi calculées sont en parfait accord avec les valeurs observées.

Remarque. — Quand le disque a atteint la position γ (*fig.* 2), l'angle de raccordement α est égal à zéro ; on a donc, d'après (2), $P = \pi R^2 z \mu g$; mais, comme il est évident, d'autre part, que P représente le poids de la colonne liquide soulevée, on voit que :

Dans la position γ du disque, le volume de la colonne liquide soulevée (creusée en gorge sur son pourtour) est rigoureusement égal à celui de la colonne cylindrique ayant même hauteur et pour base le disque.

Causes de la rupture de la colonne liquide soulevée. — 1° *Si le disque se soulève tant soit peu au-dessus de la position γ* (*fig.* 4), *il y aura rupture ;* en effet :

Cette position γ correspond à l'ordonnée maximum $\sqrt{\frac{4F}{\mu g}}$ de la méridienne ; si on la dépasse, la méridienne LGS est obligée de se déformer en LGS', sa courbure diminue ; donc la *pression exté-*

(1) Il est nécessaire de signaler que ce second terme relatif à la traction due à la tension superficielle est toujours très petit, souvent négligeable par rapport au premier ; il est même rigoureusement nul pour $\alpha = 0$, c'est-à-dire dans la position γ du disque (*fig.* 2).

rieure H *l'emporte sur la pression intérieure et vient étrangler la colonne liquide;*

2° Si le rayon du disque est < SA (*fig.* 5), il y aura une certaine position D du disque (entre G et S) pour laquelle les *deux courbes*

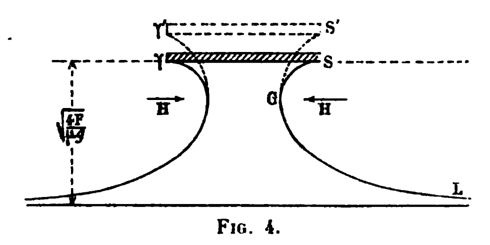


Fig. 4.

méridiennes se rencontreront, seront tangentes, et la rupture se produira.

Telles seront les deux seules causes de rupture, si l'on soulève le disque au moyen d'une vis micrométrique, par exemple;

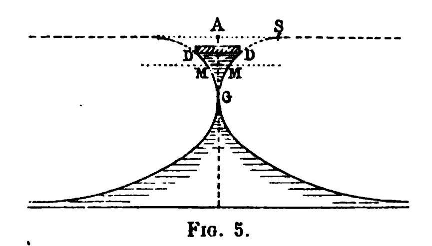


Fig. 5.

3° Mais, si le disque est suspendu sous le plateau d'une balance, comme dans l'expérience de Gay-Lussac, il y aura une autre cause de rupture que nous allons maintenant examiner.

Par un raisonnement géométrique excessivement simple, on démontrerait que le volume liquide soulevé (et, par suite, l'effort P à faire) augmente d'abord quand on commence à élever le disque, passe par un maximum pour une position MM (*fig.* 6) située entre G et S, et ensuite diminue.

Il s'ensuit immédiatement que *la rupture aura lieu lorsque le disque aura atteint le niveau* MM *de ce maximum*, puisque à la moindre oscillation de la balance les poids P mis dans l'autre plateau pour atteindre M l'emporteront sur l'effort à faire.

La cohésion du liquide n'intervient en rien dans aucune de ces causes de rupture.

Vérifications expérimentales avec l'eau.

Appareil. — Un disque circulaire D en verre, bien plan, à bords tranchants, de $8^{cm},65$ de diamètre, est suspendu sous un plateau d'une balance ; un petit niveau permet de vérifier son horizontalité,

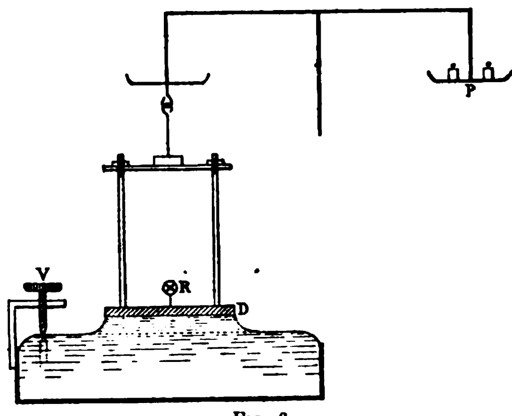


Fig. 6.

que l'on obtient par un réglage des tiges de suspension ; — une vis V et un réticule R fixé au disque permettront de déterminer avec un cathétomètre le soulèvement du disque au-dessus de la surface libre du liquide.

Expérience. — Après avoir fait la tare du disque, on l'amène en contact avec la surface du liquide, en ayant soin de l'incliner pour éviter l'interposition de bulles d'air ; puis on ajoute progressivement des poids P dans l'autre plateau, et à chaque fois on détermine au cathétomètre la hauteur de la colonne liquide soulevée ; et ceci jusqu'à la rupture.

Remarque. — Les poids P sont d'abord constitués par des poids ordinaires, puis ensuite par de l'eau que l'on verse goutte à goutte au moyen d'une pipette et en évitant soigneusement les chocs ; sans ces précautions, on produirait la rupture pour des valeurs de P irrégulières et beaucoup trop faibles.

Résultats. — Dans le tableau suivant,

$P_{obs.}$ représente les poids mis dans le second plateau de la balance ;
z, la hauteur de la colonne liquide soulevée mesurée au cathétomètre ;
$P_{calc.}$, la valeur de P obtenue au moyen de la formule (2), en y remplaçant z par sa valeur observée, et α par sa valeur déduite de (1').

On a pris :

$F = 75$ C. G. S., $\mu = 1$, $g = 981$, $R = 4^{cm},325$.

$P_{obs.}$	z	$P_{calc.}$
$10^{gr},0$	$0^{cm},148$	$9^{gr},80$
20 ,0	0 ,308	20 ,05
25 ,0	0 ,392	25 ,14
28 ,0	0 ,445	28 ,06
30 ,0	0 ,486	30 ,18
30 ,2	0 ,489	30 ,30
30 ,7 rupture	0 ,503	30 ,90

L'accord entre les $P_{obs.}$ et les $P_{calc.}$ est très satisfaisant ; en outre, la rupture de la colonne liquide soulevée a lieu lorsque sa hauteur dépasse légèrement 5 millimètres, valeur comprise, comme cela devait être, entre les ordonnées des points G et S.

$$z_G = \sqrt{\frac{2F}{\mu g}} = 3^{mm},9, \qquad z_S = \sqrt{\frac{4F}{\mu g}} = 5^{mm},5.$$

Vérifications expérimentales avec le mercure.

Des expériences exécutées par Gay-Lussac avec le mercure, il semblait résulter que le disque adhérait bien à sa surface, mais qu'il s'en détachait sous l'action de poids P variables très irrégulièrement (de 158 grammes à 296 grammes pour le disque de $11^{cm},8$ de diamètre) et sans qu'il y ait soulèvement sensible du mercure.

Il n'en est rien : la marche du phénomène est la même avec le mercure qu'avec l'eau, et les vérifications numériques se font tout aussi bien.

Des résultats consignés dans le tableau suivant, il résulte en effet qu'à mesure qu'on ajoute des poids, le mercure est progressivement soulevé ; ces poids P sont bien égaux à chaque instant à la différence des pressions hydrostatiques sur les deux faces du disque augmentée de la traction due à la tension superficielle ; quant à la rupture, elle a lieu pour une valeur de P déterminée au moment où l'angle α atteint une valeur égale à l'angle de raccordement du mercure pour le verre, comme cela était à prévoir.

$P_{obs.}$	z	$P_{calc.}$
50gr	0cm,058	50gr,18
100	0 ,116	100 ,03
110	0 ,127	109 ,85
115	0 ,134	115 ,38
120	0 ,140	120 ,48
125	rupture	$\alpha = 132^\circ 13'$

Deuxième partie. — EXPÉRIENCES DESTINÉES A METTRE EN ÉVIDENCE LA COHÉSION DES LIQUIDES ET A EN DONNER UNE LIMITE INFÉRIEURE.

Nous avons beaucoup insisté sur l'expérience de Gay-Lussac, parce qu'elle était la seule invoquée jusqu'à présent dans les traités comme preuve de la cohésion des liquides; de ce qui précède, il résulte clairement qu'elle ne nous renseigne en rien sur ce point.

La question de la cohésion des liquides restait donc entière? Y a-t-il ou n'y a-t-il pas cohésion et, si oui, quel en est l'ordre de grandeur ?

Pour la résoudre, il faut, comme nous l'avons dit au début, essayer de réaliser une colonne liquide continue soutenue par sa partie supérieure; nous y sommes parvenus par les deux procédés suivants :

1° Ascension capillaire dans le vide;

2° Emploi des baromètres tronqués.

1° *Ascensions capillaires dans le vide.*

Dans un tube capillaire de rayon r (*fig.* 7), l'eau s'élève à une hauteur h sensiblement égale à $\frac{2F}{r}$, r désignant le rayon du tube et F la tension superficielle du liquide.

Soit ϖ la pression ambiante mesurée en colonne d'eau.

A la base de la colonne liquide soulevée s'exerce de bas en haut une pression ϖ supérieure à la pression $(\varpi - h)$ (1) qui s'exerce de haut en bas sur son sommet : *la colonne liquide est donc soutenue par dessous.*

Si l'on diminue la pression ambiante, il en est encore de même tant que $\varpi \geqq h$.

(1) $h = \frac{2F}{r}$ représente, en effet, la diminution de pression qui se produit en traversant le ménisque et qui est due à sa courbure.

Mais, au delà, si la colonne liquide ne se rompt ni ne s'abaisse, le niveau de pression nulle descendra de plus en plus au-dessous du ménisque : la région inférieure de la colonne, sur une longueur ϖ, sera toujours soutenue par dessous, mais la *partie supérieure* $(h - \varpi)$ *sera, en quelque sorte, suspendue à la membrane superficielle*, qui est elle-même fixée à la paroi du tube ou, plus exactement, à la mince couche d'eau qui la recouvre.

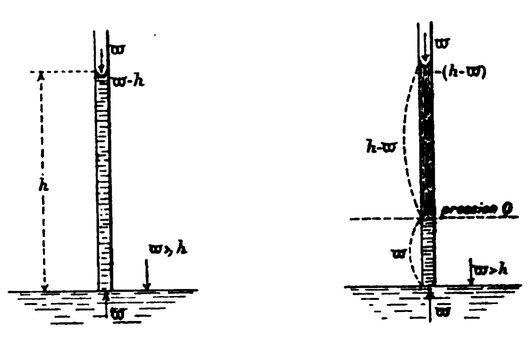


Fig. 7.

Nous aurons réalisé une colonne liquide de longueur $(h - \varpi)$ soutenue par sa partie supérieure et qui ne se rompt pas, grâce à la cohésion.

Remarque. — Pour que l'expérience soit probante, il est donc absolument nécessaire d'amener la pression ambiante à une valeur ϖ inférieure à h ; or, en admettant même qu'on arrive à faire le vide d'air absolu, il restera toujours la pression maximum de la vapeur d'eau qui, à la température ordinaire, est équivalente à 20 centimètres d'eau environ ; d'où la double nécessité d'employer un tube capillaire assez fin pour que l'eau s'y élève à plus de 20 centimètres et de réaliser un vide d'air très parfait.

C'est dire que l'expérience qui a été faite bien des fois, et qui consiste à placer un tube capillaire quelconque sous la cloche d'une machine pneumatique ordinaire, ne prouve absolument rien.

Remarquons qu'il faut, en outre, *purger d'air le liquide, avec beaucoup de soins*, car, s'il reste la plus petite bulle d'air, dès qu'on diminuera la pression, on la verra grossir et rompre la colonne.

Appareil. — L'appareil qui nous a servi à réaliser l'expérience est représenté par la *fig.* 8 : un tube capillaire C, de $0^{cm},007$ de dia-

mètre environ, est élargi à sa partie inférieure et soudé à un ballon de verre A qui formera la cuve à eau; l'orifice B qui sert à l'introduction du liquide est ensuite fermé avec un bon bouchon à l'émeri;

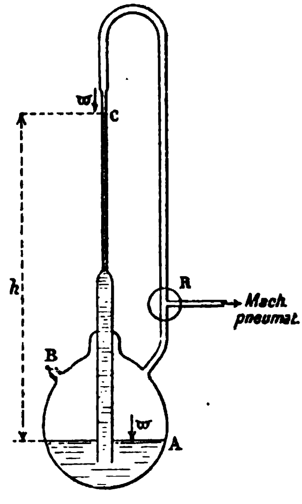


Fig. 8.

le robinet à trois voies R permet les différentes manœuvres du remplissage, puis on le tourne dans la position indiquée sur la figure, de manière à faire le vide simultanément au-dessus de A et de C.

Résultats. — En faisant le vide d'air presque absolu, la colonne liquide, qui avait une longueur de 43 centimètres, ne s'est point rompue: elle a conservé exactement la même hauteur et le même aspect, quel que soit le degré de vide : *la cohésion de l'eau est donc supérieure à 23 centimètres d'eau* (1).

Cette méthode nous eût difficilement permis d'aller beaucoup plus loin, car il eût fallu employer des tubes beaucoup plus fins et la colonne liquide devient alors peu visible.

(1) L'expérience était faite à 16° : la pression résiduelle était donc uniquement constituée par la pression maximum de la vapeur d'eau qui, à 16°, équivaut à 20 centimètres d'eau environ.

2° Méthode des baromètres tronqués.

Un tube de verre à deux branches très inégales, comme celui représenté sur la *fig.* 9, est soigneusement nettoyé, puis rempli d'eau parfaitement purgée d'air; soit ϖ la valeur en colonne d'eau de

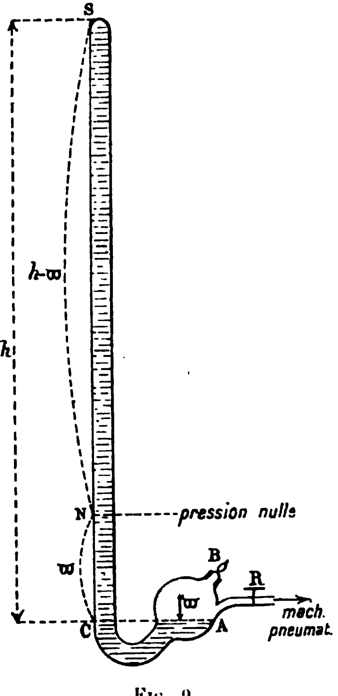


Fig. 9.

la pression qui s'exerce sur le liquide de la petite branche A, pression que l'on peut faire varier à volonté en reliant la tubulure R à une machine pneumatique.

Si le remplissage a été bien conduit, l'*expérience montre que l'on peut diminuer progressivement la pression ϖ jusqu'à une valeur bien inférieure à la différence h des niveaux dans les deux branches*, c'est-à-dire abaisser le plan de pression nulle bien au-dessous de S, *sans que l'eau quitte le sommet du tube.*

Dans ces conditions, la partie inférieure de la colonne liquide, de C en N, sur une longueur ϖ, est soutenue par la pression résiduelle ϖ

qui s'exerce en A ; mais toute la partie supérieure SN *constitue une sorte de corde d'eau de longueur* $(h - \varpi)$ *suspendue au sommet du tube* [1] *et qui ne se rompt pas, malgré son état de tension*, grâce à la cohésion du liquide.

Pour mesurer cette dernière, il suffirait de suspendre ainsi une colonne de plus en plus longue, jusqu'à ce que la rupture se produisît ; mais on conçoit que la moindre bulle de gaz, même invisible, détermine dans la corde un point faible où la colonne se rompt sous un effort bien inférieur à la charge limite ; on ne peut donc obtenir ainsi qu'une limite inférieure de la cohésion du liquide.

Première expérience. — Le tube avait environ $1^m,50$ de longueur et $0^m,005$ de diamètre intérieur. Après l'avoir soigneusement nettoyé aux acides, potasse, alcool et eau, on procède à son remplissage, comme on le fait ordinairement pour les baromètres normaux :

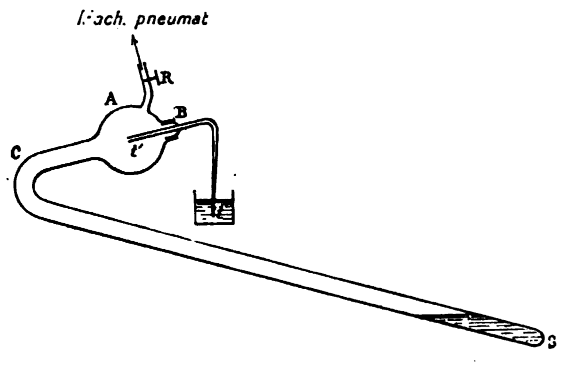


Fig. 10.

Le tube étant placé dans la position indiquée sur la *fig.* 10, on adapte dans la tubulure B un bouchon rodé traversé par un tube *tt'* très effilé et fermé à la lampe en *t* ; on relie R à une bonne machine pneumatique actionnée par un moteur électrique et qui fonctionnera sans cesse pendant toute la durée du remplissage. Le vide d'air étant très avancé dans le tube, on fait plonger l'extrémité *t* dans une capsule remplie d'eau bouillie chaude, puis on casse la pointe *t* : l'eau monte et vient perler très lentement en *t'*, où elle se vaporise en grande partie, se purge très bien de son air, puis coule en S ; dès

[1] Par suite de l'adhésion bien connue de l'eau pour le verre.

qu'il y a, en S, un index d'eau suffisant, on chauffe pour provoquer l'ébullition de l'eau qui s'y trouve et on continue cette ébullition en remontant progressivement tout le long du tube, jusqu'à ce que le remplissage soit terminé.

On laisse alors refroidir l'appareil pour que les dernières traces d'air se dissolvent dans l'eau ; on rend la pression atmosphérique en A, puis on retourne le tube dans la position de la *fig.* 9 ; on remplace le bouchon à tube *tt'* par le bouchon rodé plein, et l'appareil est prêt à fonctionner.

La différence des niveaux h était de $1^m,35$; nous avons pu faire le vide d'air presque absolu au-dessus de A, sans produire la rupture ; comme la pression résiduelle ϖ se compose alors uniquement de la pression maximum de la vapeur (équivalente à 20 centimètres d'eau environ), il en résulte que la *cohésion de l'eau est supérieure à* $1^m,15$ *d'eau.*

Lorsque nous avons exécuté cette expérience pour la première fois, nous craignions que cet état de tension d'une colonne liquide, si nous arrivions à le réaliser, fût très instable ; aussi avions-nous pris toutes sortes de précautions pour éviter de transmettre au tube toute trépidation, choc ou vibration. Le résultat cherché étant obtenu, nous avons pu parler, frapper sur la table, et même frotter le tube avec les doigts mouillés sans rompre la colonne d'eau ; il fallut, pour provoquer cette rupture, faire vibrer le tube très fortement en le frottant longitudinalement avec les doigts enduits de colophane [1] : *nous étions donc encore très loin de la limite de cohésion.*

Remarque. — *Pour remettre l'appareil en état*, il suffit de rendre la pression atmosphérique en A ; l'eau remonte alors en S, mais on y voit une toute petite bulle d'air ; il suffit de chasser cette bulle en inclinant le tube, puis de le laisser reposer quelques heures pour qu'il soit de nouveau prêt à servir.

On peut répéter l'expérience quinze, vingt fois... avec le même tube ; si, à la longue, il devient hors d'usage, il suffit de procéder à

---

(1) Quand cette rupture se produit, la colonne liquide SC retombe brusquement, et l'égalisation des niveaux a lieu en AC ; il est à noter que cette rupture se produit en un point quelconque de la colonne, là où il y a un point faible ; mais il reste toujours un petit index d'eau au sommet du tube : c'est donc bien la cohésion de l'eau pour elle-même qui est vaincue et non pas son adhésion pour le verre.

nouveau au remplissage, en remplaçant en B le bouchon plein par le bouchon à tube *tt'*. Ce petit appareil, construit par M. Chabaud, peut donc servir d'*appareil de démonstration* pour les cours.

Deuxième expérience. — L'expérience précédente nous ayant montré que nous étions encore très loin de la limite de cohésion, nous avons fait construire un tube de verre de $5^m,30$ de hauteur et 1 centimètre de diamètre intérieur. Après l'avoir rempli avec les mêmes précautions que le premier, nous l'avons fixé sur un long madrier, puis dressé verticalement dans une salle attenant au grand amphithéâtre de physique de la Sorbonne : nous avons encore pu faire le vide d'air au-dessus du liquide de la petite branche sans rompre la colonne.

Bien que la corde d'eau ainsi suspendue ait ici une hauteur supérieure à 5 mètres, nous sommes encore fort loin de la limite, car la rupture de cette colonne d'eau ne s'est produite qu'à la suite d'une friction énergique avec les doigts enduits de colophane [1].

Troisième expérience. — EXPÉRIENCE MIXTE EAU-MERCURE. — Il eût été difficile d'aller beaucoup plus loin dans cette voie, par suite de difficultés d'ordre pratique faciles à concevoir. Mais, lorsqu'on veut mesurer l'effort qu'une corde peut subir, on ne s'avise pas d'augmenter sa longueur jusqu'à ce qu'elle se rompe d'elle-même : on y suspend des poids progressivement croissants.

Il s'agissait donc de *réaliser une colonne d'eau fixée par sa partie supérieure et d'exercer sur elle une traction croissante, jusqu'à provoquer sa rupture ;* nous y sommes parvenus de la manière suivante :

Un tube de verre de forme analogue à ceux qui nous ont déjà servi est rempli, avec les mêmes soins usités pour les expériences précédentes, d'une longue colonne de mercure surmontée de quelques centimètres d'eau (*fig.* 11).

Quand on diminue progressivement la pression ϖ, le plan de

[1] Pour répondre à une objection qui peut se présenter à l'esprit, je signale que les actions des parois latérales du tube ne peuvent nullement aider à soutenir la colonne liquide, car ces actions sont, par symétrie, normales aux parois, c'est-à-dire horizontales : elles n'ont donc pas de composantes verticales.

Du reste, l'objection tombe d'elle-même, si l'on songe au baromètre : que deviendrait la théorie de cet instrument si les parois latérales pouvaient aider à soutenir la colonne liquide : il n'indiquerait plus la pression atmosphérique?

Enfin, signalons que nos expériences ont été exécutées avec des tubes de diamètres très différents, et qu'elles réussissent aussi bien avec des tubes larges de 15 millimètres de diamètre qu'avec des tubes beaucoup plus fins.

pression nulle s'abaisse progressivement bien au-dessous de L, et une *colonne de mercure de plus en plus longue tire sur l'eau.*

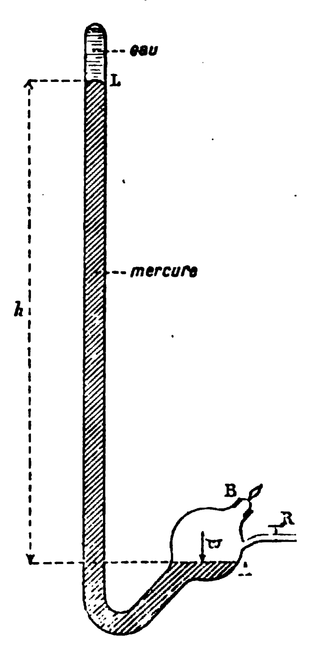


Fig. 11.

Le tube employé avait 1 mètre de longueur et 1 centimètre de diamètre intérieur environ; on a pu le dresser verticalement et ensuite faire le vide absolu au-dessus du liquide, en A, sans produire la rupture : la *colonne de mercure suspendue à l'index d'eau avait alors* 90 *centimètres de hauteur ;* bien plus, il a fallu, pour provoquer cette rupture, faire vibrer énergiquement le tube comme dans les expériences précédentes (1).

---

(1) Pour réussir cette expérience, il ne suffit pas d'effectuer le remplissage, comme il a été dit plus haut; celui-ci terminé, on dispose le tube dans la position de la *fig.* 10, on fait le vide aussi complet que possible par R, puis on fait vibrer le tube très énergiquement dans toute sa longueur, et particulièrement au niveau du ménisque eau-mercure.

De nombreuses bulles prennent alors naissance et viennent se dégager dans l'ampoule. Il est facile de voir que le mécanisme de cette ébullition ne diffère pas essentiellement de celui du phénomène désigné ordinairement sous ce nom.

Au bout d'un certain temps, les bulles apparaissent plus difficilement : on rétablit alors la pression atmosphérique, puis on redresse le tube qui est prêt à servir.

La cohésion de l'eau, son adhésion pour le mercure et la cohésion de celui-ci (1), *qui toutes trois interviennent dans cette expérience, sont donc de beaucoup supérieures à* 90 *centimètres de mercure, c'est-à dire à plus de* 12 *mètres d'eau* (1,2 mégadyne par centimètre carré).

CONCLUSION.

On voit par ce qui précède que *la cohésion de l'eau, loin d'être mesurée approximativement, comme on l'a souvent répété, par une colonne d'eau d'environ* 5 *millimètres de hauteur, a une valeur plusieurs milliers de fois plus grande.*

Par un raisonnement approximatif, nous avons pu nous rendre compte que cette cohésion doit être de l'ordre de $\frac{F}{\varepsilon}$, F désignant la constante superficielle du liquide et ε le rayon de la sphère d'action moléculaire. Elle serait donc représentée par plusieurs centaines de mètres d'eau. Rappelons à ce propos les expériences déjà anciennes de M. Berthelot sur la dilatation forcée des liquides, expériences dans lesquelles la tension de rupture a été évaluée à une vingtaine d'atmosphères.

Remarque. — Cette grande valeur de la cohésion des liquides a comme conséquence immédiate de faire rejeter le raisonnement classique par lequel on justifie la loi de Tate relative à l'écoulement des gouttes par un orifice capillaire ; nous nous proposons de revenir ultérieurement sur cette question.

(1) Quelques expériences ont été effectuées avec le *mercure seul* par la méthode des baromètres tronqués; cette fois, la rupture a lieu entre le verre et le mercure; c'est donc l'*adhésion verre-mercure* qui est vaincue et non la cohésion du mercure. — Nous avons pu soutenir ainsi par son sommet une colonne de 30 centimètres de mercure; mais les difficultés du remplissage font supposer que nous étions loin de la limite.

MODÈLE COMMODE D'ÉLECTROMÈTRE CAPILLAIRE;

Par M. L. HOULLEVIGUE.

Il existe de nombreux types d'électromètre capillaire; le plus sensible est encore celui de M. Lippmann (tube vertical à pointe très effilée); il présente toutefois l'inconvénient d'être aisément mis hors d'usage par un séjour un peu prolongé du ménisque capillaire dans la pointe fine, par la polarisation positive de ce ménisque ou par la production de bulles gazeuses dans cette partie effilée. J'emploie depuis quelque temps déjà un autre type d'appareil d'une construction aisée, portatif, indéréglable, et d'une extrême sensibilité; c'est en raison de ces avantages qu'il me paraît mériter une brève description.

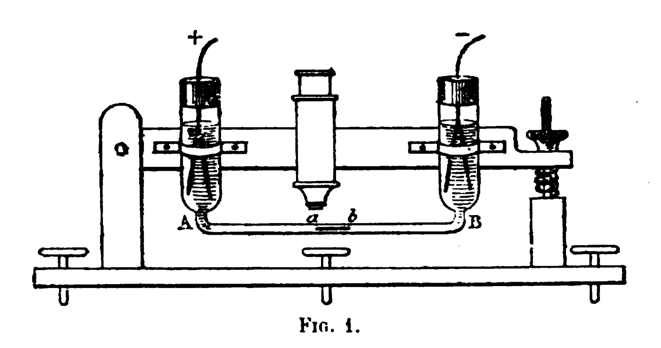


Fig. 1.

C'est un tube AB (*fig.* 1) ayant environ $1^{mm},25$ de diamètre intérieur (tube de thermomètre à alcool), deux fois courbé à angle droit et terminé par deux tubes plus larges; il est rempli, sauf une goutte de mercure *ab* de 2 centimètres de longueur environ, d'eau acidulée dans laquelle plongent deux lames de platine reliées aux deux pôles de la force électromotrice à mesurer. Ces lames de platine remplacent la large goutte de mercure du modèle ordinaire; l'appareil est donc équivalent à deux électromètres capillaires accouplés en tension. Il n'y a aucun avantage à réduire le diamètre du tube AB, ni la longueur de la goutte *ab*, ni à placer dans un tube plusieurs gouttes séparées par de l'eau acidulée.

Un support articulé et un pied à vis calantes permettent de régler l'inclinaison du tube AB.

Il serait oiseux de se livrer à un calcul théorique sur la sensibilité de cet appareil; en réalité, la sensibilité dépend de la régularité du tube capillaire ; il faut donc choisir pour la goutte mercurielle *ab* une position d'équilibre presque instable, telle que la moindre variation d'inclinaison du tube produise un déplacement de mercure; en se plaçant dans ces conditions, et utilisant un microscope de grossissement moyen (100 diamètres), on arrive sans difficulté à rendre sensible $\frac{1}{20.000}$ de volt. On peut atteindre une sensibilité plus grande encore en opérant sur le mercure non plus en repos, mais animé d'un léger déplacement, et en installant entre la force électromotrice et l'électromètre une clef d'inversion; à chaque changement de polarité, on voit la marche du mercure se ralentir ou s'accélérer d'une façon très nette.

Avec cet appareil, il est impossible de compter, au-delà de quelques millièmes de volt, sur la proportionnalité des déplacements aux forces électromotrices; c'est donc, comme la plupart des électromètres capillaires, un appareil de zéro. Quand on a fait subir à l'électromètre une force électromotrice supérieure à 1 volt, il est nécessaire de faire circuler la goutte mercurielle d'un bout à l'autre du tube étroit AB, de façon à détruire sa polarisation et à chasser les bulles gazeuses; il est bon aussi de flamber les électrodes de platine qui ont pu se polariser légèrement; après ces opérations toujours simples, l'appareil a repris toute sa sensibilité.

Il est à noter que la forme d'électromètre que je viens de décrire présente une certaine analogie avec un appareil imaginé par Daniell (1) pour manifester le transport des liquides par un courant : un tube horizontal de 10 à 15 millimètres de diamètre, contenant de l'eau acidulée et un globule de mercure, est traversé par le courant de 4 à 5 couples à charbon; le globule s'allonge et progresse dans le sens du courant. On pourrait évidemment, avec un peu de bonne volonté, voir dans cet appareil fort ancien le premier type d'électromètre capillaire.

(1) V. Daguin, *Traité de Physique*, t. III, p. 477, et le Catalogue de la Maison Ducretet.

NOUVEL ÉLECTROMÈTRE;

Par M. Pierre BOLEY.

I. *L'électromètre capillaire de M. Lippmann*, si précieux pour l'étude des différences de potentiel vraies au contact par la méthode du maximum de constante capillaire, ne peut fonctionner avec les amalgames liquides saturés qui ne sont pas assez mobiles dans les tubes très étroits. Cependant il serait intéressant de répéter les principales expériences faites avec le mercure, en le remplaçant par ces amalgames, qui équivalent, pour le potentiel, à de véritables métaux liquides.

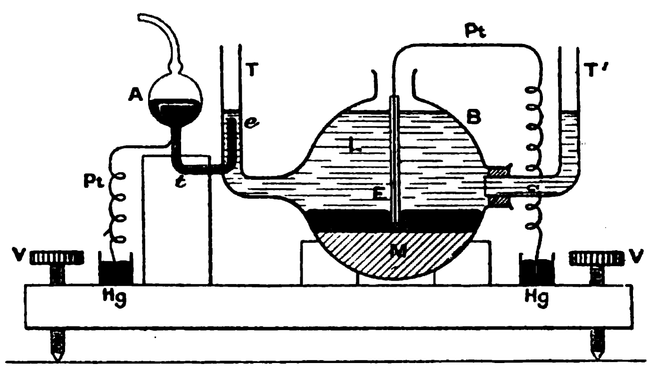


Fig. 1.

C'est pour entreprendre ce travail que j'ai été amené à construire mon électromètre.

II. C'est un *électromètre à goutte libre*. — Le mercure ou l'amalgame est contenu dans une pipette A, dont le tube inférieur *t* est étiré et recourbé deux fois à angle droit. Ce tube *t* doit avoir à son extrémité libre *e* un diamètre intérieur voisin de 1 millimètre, et sa section est rodée. C'est là qu'on forme la goutte, entourée de l'électrolyte L, grâce à une cuvette spéciale. Celle-ci est formée d'un ballon B à deux tubulures latérales, d'environ 12 centimètres de diamètre, qui renferme la grande électrode étalée sur un fond de mastic M; ce ballon porte un tube latéral T, entourant la goutte, qui permet d'en viser le sommet avec un microscope horizontal à micro-

mètre oculaire. L'autre tube T', mobile dans sa tubulure, sert à vider commodément l'appareil.

On prépare la cuvette, on verse en A le mercure ou l'amalgame avec un entonnoir effilé jusqu'à ce qu'il affleure visiblement en *e* au-dessus du tube, et on achève l'affleurement en agissant légèrement sur les vis calantes V du support S, pour obtenir une goutte bien bombée. Ensuite on éclaire par une source lumineuse disposée à proximité et un peu au-dessus de la goutte, de façon à produire dans le champ du microscope deux ou trois franges parallèles à la courbure du ménisque. On met au point, pour la première frange, ce qui donne le maximum de netteté.

Comme d'habitude, on relie par les godets à mercure g et g' les deux électrodes respectivement aux pôles négatif et positif d'un compensateur de M. Bouty, avec un interrupteur entre les deux boîtes à résistance.

Comme pile constante pour le compensateur, j'emploie une grande pile genre Latimer Clark. Dans le fond d'un vase à précipiter de section 2 décimètres carrés, se trouve l'électrode positive, du mercure recouvert de sulfate mercureux ; l'électrode négative est de l'amalgame de zinc pâteux renfermé dans un vase étroit de 100 centimètres cubes, posé lui-même dans le précédent ; une solution saturée de sulfate de zinc à la température de la salle baigne ces deux électrodes. Les communications sont établies par deux fils de platine soudés dans des tubes de verre qui traversent le couvercle. Sur 10^4 ohms au moins, la constance du courant est parfaite, ce qui tient à la surface du mercure et à la masse des produits (300 grammes environ pour chacun).

L'avantage de cette pile sur l'élément Becquerel-Daniell, c'est qu'elle est toujours prête à fonctionner sans la moindre manipulation.

Voici les premières données relatives à l'électromètre à goutte libre :

Je l'ai d'abord employé comme celui de Lippmann, avec du mercure pur et de l'acide sulfurique étendu au $\frac{1}{5}$. Il est sensible à $\frac{1}{3 \times 10^4}$ volt ; par exemple, avec une goutte de 1 millimètre grossie 100 fois, le déplacement apparent du ménisque est de $\frac{1}{8}$ de milli-

mètre en intercalant cette force électromotrice de $\frac{1}{3 \times 10^4}$ volt. D'autre part, pour des forces électromotrices croissantes, les dépressions obéissent à une loi très simple : jusqu'à $\frac{1}{100}$ de volt au moins, ces dépressions sont exactement proportionnelles aux forces électromotrices intercalées.

Le microscope qui me sert ne m'a pas permis d'étudier au-delà de $\frac{1}{100}$ de volt. Enfin, le zéro reste parfaitement fixe si l'appareil est placé sur un grand trépied de chêne. Mais le retour au zéro est très brusque, de sorte qu'il faut munir l'ampoule d'un tube capillaire θ, qui sert d'amortisseur, pour éviter la projection de la goutte quand on dépolarise.

Avec l'amalgame d'argent liquide saturé, le seul que j'aie employé jusqu'ici, on obtient la même sensibilité à $\frac{1}{3 \times 10^4}$ volt, la même fixité de zéro et des dépressions analogues du ménisque, qui est très mobile.

III. L'électromètre à goutte libre peut donc fonctionner comme l'électromètre capillaire ordinaire, mais avec les avantages suivants : facilité de construction, sûreté de fonctionnement, puisque le tube t ne peut être obturé, sensibilité constante et plus grande. De plus, la loi de proportionnalité des dépressions aux forces électromotrices permet de mesurer rapidement les différences de potentiel par la méthode de Poggendorff; on peut arrêter la compensation quand elle est obtenue à moins de $\frac{1}{100}$ de volt, et la dépression observée indique la différence résiduelle.

Enfin, sa généralité d'emploi avec les amalgames semble permettre la mesure précise des différences de potentiel vraies au contact de ces corps et de certains électrolytes. C'est ce que je vais chercher, en ajoutant à l'électromètre un manomètre de sensibilité correspondante.

SUR L'OBSERVATION DE LA RÉFRACTION CONIQUE INTÉRIEURE OU EXTÉRIEURE (1) ;

Par M. C. RAVEAU.

1. Dans l'étude des singularités de la surface des ondes de Fresnel, on considère uniquement des éléments abstraits, tels que : rayons isolés, cylindres et cônes de rayons ; cependant l'observation porte sur des faisceaux dont il convient de reconnaître la constitution pour se rendre compte des phénomènes.

Soit S le sommet d'un faisceau de rayons qui tombent sur une lame cristalline à faces parallèles dans des directions voisines de celles de l'axe optique AS.

On a supposé, pour faire la figure, que le point S était sur la face antérieure ; le déplacement qu'imprime à un rayon une lame à faces parallèles ne dépendant que de l'orientation de la lame, tout ce que nous allons démontrer est indépendant de cette position particulière.

Le rayon AS donne naissance, dans la lame, à un cône, et, à l'extérieur, à un cylindre du second degré C. Parmi les rayons voisins, il existe un cône singulier qui donne naissance, à la sortie, à un cône Γ dont le sommet est sur la seconde face de la lame, à l'intérieur du cylindre C. — La figure formée par le point S, le cylindre et le cône reste la même quelle que soit la position de S par rapport à la lame.

L'ensemble des rayons qui forment, à l'incidence, un faisceau conique autour de SA, se répartit, à la sortie, autour du cylindre C ; nous pouvons le considérer alors comme formé d'un système de faisceaux élémentaires, ayant chacun pour axe une génératrice de C, et nous allons chercher la position des focales de ces derniers faisceaux. L'une d'elles est à l'infini, où chaque génératrice rencontre la génératrice voisine; pour déterminer l'autre, qui est le point de concours d'une génératrice avec un rayon contenu sensiblement dans le plan normal au cylindre, remarquons que l'ensemble des rayons du faisceau émergent total est tangent aux deux nappes d'une surface caustique. Si nous avions considéré un faisceau traversant la lame suivant une direction très différente, il serait séparé, à la

(1) Communication faite à la Société Française de Physique, Séance du 20 décembre 1901.

sortie, en deux autres faisceaux distincts, qui auraient chacun sa surface caustique particulière ; mais, dans cette région, où l'on passe d'une façon continue d'une nappe à l'autre de la surface d'onde, les deux surfaces caustiques se confondent en une seule.

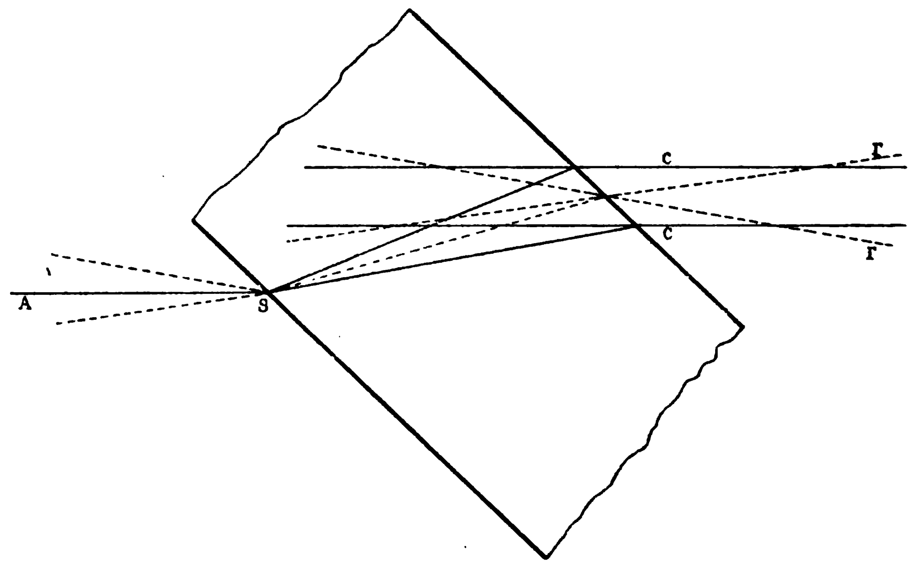


Fig. 1.

L'une des nappes est nécessairement tangente à C et à Γ au voisinage d'une de leurs courbes d'intersection, vu la faible inclinaison des génératrices du cône sur celles du cylindre. Dans le cas particulier où la lame cristalline est normale à un plan de symétrie, l'un des rayons suit la loi de Descartes ; la focale des rayons contenus dans ce plan est à l'intérieur de la lame cristalline, si la source est sur la face antérieure ; dans le cas général, on voit que le lieu des focales considérées sur le cylindre C est voisin de la courbe d'intersection de ce cylindre avec la nappe du cône Γ, qui s'ouvre vers le point S.

Si le faisceau incident a une petite ouverture, on peut donc considérer les rayons émergents comme répartis dans des plans normaux au cylindre C le long d'une génératrice et divergeant, dans chacun de ces plans, d'un point dont l'existence de la réfraction conique extérieure nous permet de déterminer approximativement la position.

Les deux rayons provenant du dédoublement d'un rayon incident quelconque SI sont contenus dans les deux plans normaux au cylindre C et parallèles à SAI.

2. Pour mettre en évidence la réfraction conique intérieure, on projette souvent un trou lumineux à travers une lame cristalline, au moyen d'une lentille; on obtient sur l'écran une ligne brillante grossièrement circulaire : c'est l'image de la ligne de contact du cylindre C avec la nappe de la surface focale dont il a été question plus haut. Si on élargit le faisceau qui éclaire le petit trou, on obtient plus d'éclat, sans diminuer sensiblement la netteté. Il est indifférent que les directions du cône de réfraction conique extérieure figurent ou ne figurent pas dans le faisceau. La seule particularité qui résulte de leur présence, c'est que, dans les faisceaux sensiblement plans qui concourent en chaque point de l'image, il y a un rayon du cône Γ. L'expérience prouve uniquement l'existence de la réfraction conique intérieure, tout comme le dispositif connu dans lequel on met un diaphragme dans le plan focal de la lentille d'observation, en éclairant par une source illimitée.

3. Si l'on mettait le diaphragme autour du sommet du cône Γ, on projetterait une ligne focale très voisine de la précédente, qui serait la courbe de contact de Γ avec la caustique; corrélativement à ce qui se produit dans le premier cas, on peut éclairer par un faisceau qui contienne la direction de l'axe optique sans rien changer aux apparences ni rien modifier à leur signification; il se trouvera seulement que, dans les faisceaux sensiblement plans qui concourent en chaque point de l'image, il y a une génératrice du cylindre C.

4. La seconde nappe de la surface caustique à laquelle sont tangents les rayons émergents voisins des génératrices du cylindre C a une forme singulière; elle est asymptote au cylindre et elle a un point conique, qui est le sommet du cône Γ. Elle se réduit sensiblement, sauf à l'infini, à une ligne; en effet, les surfaces d'onde normales au faisceau émergent, étant normales à toutes les génératrices de C, le coupent suivant une section droite; toutes ces surfaces ont un plan tangent singulier comme la surface des ondes de Fresnel; elles n'ont pas d'ombilic, mais une ligne singulière certainement très resserrée, dont l'existence se traduit par celle d'une tache lumineuse très brillante, qui apparaît sur l'écran de projection quand on l'écarte de la position qui correspond à la courbe. L'apparition de cette tache brillante permet de reconnaître que l'orientation de la

face cristalline est convenable. Elle disparaît au voisinage du plan focal de la lentille de projection.

5. Lorsque, dans l'expérience rappelée au paragraphe 2, le faisceau incident ne contient pas la direction de l'axe optique, la réfraction donne deux images du trou en forme d'arcs, qui s'allongent progressivement, jusqu'à se rejoindre quand le réglage est atteint.

Ces apparences s'expliquent si on remarque que les rayons qui concourent pour former un point de l'image sont contenus sensiblement dans un plan parallèle à l'axe optique. Les points correspondants au plan parallèle à cet axe qui passe par le rayon central du faisceau éclairant présentent un maximum d'éclat; la lumière s'éteint quand on arrive aux points relatifs aux plans tangents au cône qui limite le faisceau incident.

PROCEEDINGS OF THE ROYAL SOCIETY OF LONDON;

T. LXVII; 1900.

C. CHREE. — Investigations on Platinum Thermometry at Kew Observatory (Recherches sur les thermomètres au platine à l'Observatoire de Kew). — P. 3-58.

Des recherches furent effectuées pendant plus de quatre années sur une série de sept thermomètres au platine $K_1, \ldots, K_7$. Les thermomètres $K_1, .. K_6$ furent construits avec des fils provenant d'un même échantillon. Les résistances K_1 à K_4 furent enfermées dans des tubes de porcelaine de 11,5 à 13,5 millimètres de diamètre; les résistances K_5 à K_7 furent enfermées dans des tubes de verre de 8 à 14 millimètres de diamètre. La longueur des tubes variait de 31 à 41 centimètres. La résistance à 0° du thermomètre K_6 était 6,5 ohms environ. La résistance en ohms correspondant à l'intervalle fondamental 0-100° est 2,5 ohms pour K_6 et 1 ohm pour les autres thermomètres. L'arrangement du pont et des boîtes de résistance était tel que 1 centimètre sur le fil du pont correspondait très approximativement à 1° (à l'exception de K_6) et 100 unités des boîtes à 100°. La position du contact glissant du pont était déterminée avec un vernier au 1/50 de millimètre.

Soient R_0, R_1 et R_s les résistances dans la glace, la vapeur d'eau

et la vapeur de soufre à 760 millimètres. On a, en moyenne :

$$\frac{R_1}{R_0} = 1,38702 \qquad \text{et} \qquad \frac{R_s}{R_0} = 2,63090.$$

Tandis que les divergences des différentes observations effectuées sur le même thermomètre s'élèvent seulement à 0,00018 au maximum, les valeurs obtenues avec les thermomètres construits avec le même échantillon de platine oscillent entre 1,38787 et 1,38610 ou 2,63527 et 2,62709.

Soient ΔR_0, ΔR_1, ΔR_s, pour les trois températures définies plus haut, les différences de résistance de deux thermomètres formés d'un fil identique. On doit avoir approximativement :

$$\Delta R_s : \Delta R_1 : \Delta R_0 = 2,63 : 1,39 : 1,$$

et cela d'autant plus exactement que, pour deux thermomètres déterminés, les coefficients de température sont plus voisins et le rapport $\frac{\Delta R_0}{R_0}$ plus grand. Pour cinq des thermomètres, on avait :

$$\Delta R_s : \Delta R_1 : \Delta R_0 = 3,6 : 1,6 : 1.$$

La mesure de l'intervalle fondamental 0-100° était entachée d'une erreur de 0°,006 à 0°,015. Le temps que met un thermomètre au platine à prendre la température de 0° ou 100° à 0°,0005 près est estimé à environ dix ou cinq minutes.

Il est enfin nécessaire que le thermomètre au platine soit suffisamment plongé dans le bain dont on veut déterminer la température. Lorsque le bord supérieur de la résistance est à 10 centimètres au-dessous de la surface du bain, l'indication du thermomètre peut être regardée comme exacte; mais, lorsqu'il n'est qu'à 5 centimètres de la surface, l'erreur s'élève en moyenne à 0°,03 à 100° et 0°,02 à 0° pour une température de la salle de 14 à 16°.

W. ROBERTS-AUSTEN. — On the Diffusion of Gold in Solid Lead at the Ordinary Temperature (Sur la diffusion de l'or dans le plomb solide à la température ordinaire). — P. 101-105.

L'auteur a montré antérieurement que l'or se diffuse dans le plomb liquide à une température de 492° avec une vitesse notable. Pour des températures plus basses, la vitesse de diffusion diminue rapidement. Un disque d'or pur fut placé contre un cylindre de plomb, et le sys-

tème fut abandonné à lui-même pendant quatre ans. Le diamètre du cylindre était de $0^{cm},88$. Après ce laps de temps, le cylindre fut coupé en disques minces perpendiculairement à l'axe du cylindre. On trouva de l'or dans les quatre premiers disques. On retira du premier, qui avait une épaisseur de $0^{mm},75$, une quantité d'or égale à $0^{gr},00005$. Pour les disques suivants, la quantité d'or était très faible.

La vitesse de diffusion de l'or dans le plomb solide est environ 365.000 fois plus petite que dans le plomb fondu. L'auteur a cherché à établir si le courant électrique accélère la diffusion. Les résultats obtenus jusqu'à présent dans cette voie ne permettent pas encore de donner des conclusions à l'abri des objections.

W. ROBERTS-AUSTEN et T. KIRKE ROSE. — On Certain Properties of the Alloys of the Gold-Copper Series (Sur certaines propriétés des alliages or-cuivre). — P. 105-112.

Les auteurs ont déterminé les points de fusion de toute une série d'alliages d'or et de cuivre. Le point de fusion le plus bas correspond à un alliage renfermant 82 0/0 d'or en poids. La courbe qui représente la température de fusion en fonction de la concentration a la même allure que celle qui est relative aux alliages d'argent et de cuivre.

L'examen microscopique de ces alliages a permis de reconnaître l'existence des alliages singuliers. Le cuivre paraît plus soluble dans l'or que l'or dans le cuivre.

Quand de petites quantités de cuivre sont alliées à l'or, on obtient un alliage solide dont la saturation a lieu pour 18 0/0 de cuivre et 82 0/0 d'or. C'est l'alliage « eutectique ». Lorsque de petites quantités d'or sont, au contraire, alliées au cuivre, l'alliage « eutectique » apparaît avant qu'on ait atteint 27 0/0 d'or.

A. EWING et W. ROSENHAIM. — The Crystalline Structure of Metals (second paper) [Structure cristalline des métaux (2e mémoire)]. — P. 112-117.

Le présent mémoire est relatif à l'étude micrographique des cristallisations de quelques métaux à différentes températures, mais il ne contient aucun nombre ni aucune photographie qui permette de se rendre compte des résultats obtenus.

J.-S. TOWNSEND. — The Diffusion of Ions produced in Air by the Action of a Radioactive Substance, Ultra-violet Light and Point Discharges (Diffusion des ions produits dans l'air par l'action d'une substance radioactive, de la lumière ultra-violette ou des décharges provenant de pointes). — P. 122-128.

Pour obtenir les coefficients de diffusion, l'auteur détermine la variation de conductibilité du gaz qui passe à travers un tube métallique.

Il obtient, pour les coefficients de diffusion K $\left(\frac{cm^2}{sec}\right)$, dans l'ionisation produite par une substance radioactive, aux pressions P évaluées en millimètres et pour des températures voisines de 15°, les nombres suivants :

P	Ions (+) dans l'air sec K	Ions (—) dans l'air sec K	Ions (+) dans l'air humide K	Ions (—) dans l'air humide K
772	0,0317	0,0429	0,0364	0,0409
400	0,0578	0,078	0,0668	0,0771
200	0,118	0,0155	0,134	0,0147

K est plus petit pour les ions (+) que pour les ions (—). Comme le produit PK est sensiblement constant, il en résulte que le coefficient de diffusion est sensiblement en raison inverse de la pression.

Pour les ions (—) obtenus par la lumière ultra-violette dans l'air sec ou humide (à P = 760 millimètres), K est égal à 0,0435 ou à 0,0575.

Les coefficients de diffusion pour les ions obtenus par les décharges entre des pointes d'acier ou de platine placées dans des tubes métalliques avaient des valeurs très variables. Lorsque la pointe était située à l'extrémité ouverte du tube, les ions produits se diffusaient plus rapidement que lorsque la pointe était à quelques centimètres de l'ouverture du tube.

Les valeurs limites des coefficients de diffusion sont les suivantes :

Ions (+) dans l'air sec..................	0,0247 à 0,0216
— (—) —	0,037 à 0,032
Ions (+) — humide..............	0,028 à 0,027
— (—) —	0,039 à 0,037

LORD RAYLEIGH. — On the Viscosity of Gases as Affected by Temperature (Influence de la température sur la viscosité des gaz). — P. 137-139.

L'auteur a comparé les viscosités de l'air, de l'oxygène, de l'hydrogène, de l'hélium et de l'argon à 100° C. et à la température du laboratoire. D'après la théorie de Sutherland (1), la viscosité est proportionnelle à $\frac{T^{\frac{1}{2}}}{1+\frac{c}{T}}$, T étant la température absolue et c une constante pour chaque gaz. L'auteur a calculé la constante c et les puissances n de la température absolue auxquelles la viscosité est proportionnelle. Les résultats sont les suivants :

	n	c
Air	0,754	111,3
Oxygène	0,782	128,2
Hydrogène / Hélium	0,681	72,2
Argon	0,815	150,2

A. GRAY, V. BLYTH et J. DUNLOP. — On the Effects of Change of Temperature on the Elasticities and Internal Viscosity of Metal Wires (Sur les effets des variations de température sur les élasticités et le frottement intérieur des fils métalliques). — P. 180-197.

Les auteurs ont étudié d'abord les variations des modules d'élasticité de fils de maillechort, d'acier, de laiton, de cuivre et de fer.

Les fils avaient environ 5 mètres de longueur et les observations étaient faites directement au microscope. Les nombres obtenus s'accordent très bien avec les résultats déduits de la méthode des franges d'interférence de Shakespear(2). On constatait une diminution du module d'élasticité avec l'échauffement. Pour les mêmes fils, le coefficient de torsion diminuait lorsque la température s'élevait. Le décrément des oscillations de torsion augmentait pour des températures croissantes, d'où il résulte que le frottement intérieur augmente avec la température. Il y avait exception pour le maillechort; pour cet alliage, le décrément diminue en effet par l'échauffement.

(1) *Philos. Magaz.*, t. XXXVI; 1893, p. 507.
(2) *Philos. Magaz.*, juin 1899.

A. GRAY et J.-J. DOBBIE. — On the Connection between the Electrical Properties and the Chemical Composition of Different Kinds of Glass. Part. II (Relation entre les propriétés électriques et la composition chimique de différentes espèces de verre, 2e partie) (1). — P. 197-207.

Les auteurs ont déterminé la résistance électrique et la capacité inductive spécifique de différentes sortes de verre. Parmi les résultats, nous citerons les suivants :

Sortes de verre (formule empirique)	Résistance électrique			Capacité	
	Densité	Température C.	Résistance spécifique en ohms $\times 10^{10}$	Température	Capacité inductive spécifique
1 — $43SiO^2,5PbO$ $SNa^2O,3K^2O$, traces de CaO et d'oxyde de fer	2,99	150°	8,535		
		140°	18,64	10°	7,06
		130°	33,59	130°	7,90
		101°	442,70		
		88°	1956,50		
		66°	18034,0		
2 — $10SiO^2,3PbO$ $3Na^2O$ de Powell and Sons, Londres (petites quantités d'oxyde de fer)	3,552	142°	136,5		
		116°	797,3	8°	5,42
		90°	5249	130°	5,69

Le verre au plomb et potassium de Powell and Sons (Londres), de densité 3,41 de 0° à 14°, présente une résistance spécifique supérieure à 29000×10^{10}, une capacité inductive spécifique de 7,22 à 18° et de 7,42 à 140°.

Le verre au plomb et sodium de la même fabrique (densité 3,408) a :

à 141° C.,	une résistance spécifique de	$4,874 \times 10^{10}$	ohms
122°	—	20,497	—
102°	—	102,820	—
84°	—	515,94	—

Le verre d'Iéna au baryum (de Schott et Cie) présente une très grande résistance électrique dans l'intervalle des températures employées; la capacité inductive spécifique de lames de ce verre fut trouvée très petite.

D'après les tables, les verres qui renferment du potassium ont une résistance spécifique notablement plus grande que ceux qui renferment du sodium.

(1) Voir pour la première partie : *Proceed. Roy. Soc.*, avril 1898 ; — et *Journ. de Phys.*, 3e série, t. IX, p. 281.

Les auteurs ont étudié également l'influence de la trempe sur la résistance spécifique.

Ils ont enfin effectué des recherches relatives à la torsion des fils de verre. Pour des fils de différentes compositions, dont le diamètre varie de $0^{cm},01$ à $0^{cm},0191$, le coefficient de torsion résiduelle variait entre 0,8 et $7,19 \times 10^{-4}$. Ce coefficient est très petit pour le verre d'Iéna; il est, au contraire, très grand pour le verre ordinaire.

A. GRAY et E. TAYLOR JONES. — On the Change of Resistance in Iron produced by Magnetisation (Sur le changement de résistance du fer produit par l'aimantation). — P. 208-215.

Deux bobines de fil de fer doux, l'une enroulée longitudinalement, l'autre transversalement, furent placées dans une grande bobine magnétisante et les variations de résistances mesurées avec un pont. Les inductions magnétiques variaient entre 12 et 16.000; elles furent mesurées par la méthode du galvanomètre balistique. Il résulte de ces recherches que la variation de résistance est sensiblement proportionnelle à la quatrième puissance de l'aimantation.

H.-S. HELE-SHAW et A. HAY. — Lines of Induction in a Magnetic Field (Lignes d'induction dans un champ magnétique). — P. 234-237.

Une couche mince d'un liquide visqueux se meut entre deux plateaux parallèles en lignes de courants parallèles identiques à celles d'un liquide parfait. Si l'on augmente, en certains points, l'épaisseur de la couche liquide, de manière que la résistance de frottement diminue, les lignes de courant convergent vers ces régions de plus grande épaisseur, comme les lignes de force d'un champ magnétique convergent vers les corps de plus grande perméabilité.

Ce fait fut utilisé pour étudier la marche des lignes d'induction magnétique dans quelques cas simples.

Cette recherche comprend trois parties :

1° Théorie mathématique de la question et obtention de diagrammes pour la comparaison avec les résultats expérimentaux;

2° Construction d'un appareil capable de donner des résultats exacts qui puissent être photographiés;

3° Recherche des lois qui relient la grandeur du courant à l'épaisseur de la couche du liquide employé. 1 et 2 donnèrent

oomme résultat que la distribution des lignes de courant est identique à la distribution des lignes d'induction magnétique dans les cas correspondants.

De nombreuses photographies furent obtenues, dont quelques-unes ont une grande importance en électrotechnique.

Cette méthode est la seule qui permette de déterminer les lignes d'induction à l'intérieur d'un solide magnétique. Elle est applicable aux problèmes à deux dimensions de conductibilité électrique ou calorifique.

H.-T. BARNES. — On the Capacity for Heat of Water between the Freezing and Boiling Points, together with a Determination of the Mechanical Equivalent of Heat in Terms of the International Electrical Units (Sur la capacité calorifique de l'eau entre son point de solidification et son point d'ébullition et détermination de l'équivalent mécanique de la chaleur en fonction des unités électriques internationales). — P. 238-244.

Dans le résumé donné par l'auteur se trouve d'abord exposée la théorie de la méthode.

Le tube de verre à travers lequel l'eau s'écoule a 2 millimètres de diamètre; il est relié à deux tubes plus larges, l'un pour l'arrivée, l'autre pour l'écoulement. Dans ces tubes sont placés les éléments thermo-électriques au moyen desquels on détermine la température de l'eau avant et après l'échauffement par le courant électrique. Le tube de verre et, en partie aussi, les deux autres plus larges sont entourés d'un manchon de verre, et l'intervalle entre le manchon et les tubes est vide d'air.

Le mémoire contient la mesure des constantes fondamentales et la démonstration expérimentale de la théorie de la méthode.

La valeur moyenne de l'équivalent mécanique de la chaleur entre 0° et 100° est 4,18876 joules, valeur à peu près égale à celle qui se présente à 16°. La courbe des chaleurs spécifiques tombe à partir de 0° et atteint un minimum à 37°,5; elle remonte alors moins vite jusqu'à 100°. Entre 5° et 37°,5 C., on a, pour la chaleur spécifique, lorsque l'unité de chaleur à 16° est prise pour base :

$$S = 0,99733 + 0,0000035\,(37,5 - t)^2 + 0,00000010\,(37,5 - t)^3.$$

La même formule s'applique entre 37°,5 et 55°, en considérant comme positives les valeurs du terme cubique.

Au-dessus de 55°, on a l'expression :

$$S = 0{,}99850 + 0{,}000120\,(t - 55) + 0{,}00000025\,(t - 55)^2.$$

L'auteur compare, en terminant, ses résultats avec ceux des autres observateurs.

E. RUTHERFORD et R.-K. Mc CLUNG. — Energy of Röntgen and Becquerel Rays and the Energy required to produce an Ion in Gases (Energie des rayons de Röntgen et de Becquerel et énergie nécessaire pour produire un ion dans les gaz). — P. 245.

L'auteur s'est proposé :

1° De mesurer l'action calorifique des rayons X (déterminée antérieurement par Dorn) ;

2° De mesurer l'activité d'un écran fluorescent comme source de lumière (question étudiée antérieurement par Moffat) ;

3° D'étudier l'absorption des rayons X dans les gaz à différentes pressions ;

4° De déterminer l'énergie nécessaire pour produire un ion dans l'air ou d'autres gaz, ce qui permet de résoudre les questions suivantes : *a*) distance entre les charges des ions dans une molécule ; *b*) potentiel minimum nécessaire à la production d'une étincelle ; *c*) énergie des rayons de Becquerel et des substances radioactives.

Action calorifique des rayons X. — Un tube focus donnait des rayons très intenses dont l'effet calorifique était mesuré au moyen d'un bolomètre. L'interrupteur de Wehnelt donnait 57 interruptions par seconde. La durée moyenne d'une décharge était 10^{-5} secondes. En supposant que les décharges se succèdent sans interruption à cet intervalle de 10^{-5} secondes, l'émission maxima par seconde serait égale à 19,5 calories, ce qui correspond à une énergie qui est 560 fois plus grande que celle de la radiation solaire à la surface de la terre [1].

Activité d'un écran fluorescent. — L'éclairement d'un écran au platinocyanure de baryum produit par les rayons X donne un effet utile de 4,4 0/0 [2]. En acceptant ce facteur de transformation, deux mesures photométriques simples suffisent pour obtenir l'énergie d'un tube de Röntgen en unités absolues. Si ρ désigne le rapport

---

(1) M. Moffat trouvait 500.

(2) M. Moffat trouvait 4 0/0.

des intensités lumineuses du tube de Röntgen et de la lampe, ρ_1 le rapport des rayons transmis aux rayons incidents, l'intensité en unités absolues est :

$$\frac{0{,}082\rho}{1-\rho_1}\,\frac{\text{calor. gr.}}{\text{sec.}}.$$

Absorption des rayons X dans les gaz. — On emploie une méthode de zéro. Les rayons traversent deux tubes, et le courant produit par les rayons après leur passage à travers l'un des tubes est équilibré par le courant dû aux rayons qui ont traversé l'autre tube. En faisant le vide dans l'un des tubes, l'équilibre est rompu. La valeur moyenne du coefficient d'absorption des rayons dans l'air à la pression atmosphérique est de 0,000279 ; les rayons doivent parcourir 24^m,7 pour que leur intensité soit réduite de moitié.

L'absorption est proportionnelle à la pression de 1/2 à 3 atmosphères.

Dans CO^2, l'absorption est moitié moindre.

Énergie nécessaire à la production d'un ion. — Soit i le courant maximum quand le gaz est complètement ionisé, n le nombre des ions obtenus, ε la charge d'un ion. On a :

$$i = n\varepsilon.$$

Soit, en outre, H l'effet calorifique par seconde dû à l'absorption des rayons par un métal, E l'énergie totale des rayons en ergs :

E = HJ (J, équivalent mécanique de la chaleur).

L'énergie moyenne nécessaire pour obtenir un ion à la pression atmosphérique et à la température ordinaire est :

$$w = \frac{JH}{n} = JH\frac{\varepsilon}{i}.$$

On obtient expérimentalement $W = 1{,}90 \times 10^{-10}$ ergs. Cette valeur est beaucoup plus grande que celle qui est nécessaire pour produire H^2 et O par électrolyse de l'eau. W a à peu près la même valeur entre 1/2 et 3 atmosphères.

L' « énergie ionique » paraît la même pour tous les gaz.

En supposant que l'énergie absorbée par la production d'un ion sert à soustraire les ions à leur attraction électrique, la distance α des charges des ions dans une molécule est :

$$\alpha = 1{,}1 \times 10^{-9} \text{ cm}.$$

C'est seulement le 1/30 du diamètre probable d'un atome. Ce résultat concorde avec l'hypothèse de J.-J. Thomson, d'après laquelle un ion négatif n'est qu'une petite fraction de la masse de l'atome.

Si la production des ions est nécessaire pour que l'étincelle puisse éclater, on déduit de la valeur de l'énergie ionique qu'une étincelle ne peut passer pour une différence de potentiel inférieure à 175 volts. On a trouvé expérimentalement que la valeur minimum du potentiel est de 300 volts.

Pour une mince couche d'oxyde d'uranium, l'énergie émise dans le gaz par centimètre carré est de 10^{-11} calories par seconde. En une année, l'énergie radiée dans le gaz par chaque gramme de substance serait 0,032 calorie.

Pour le radium, qui est cent mille fois plus radioactif, l'énergie émise par 1 gramme de substance est de 3.000 calories par an.

H.-L. CALLENDAR. — On the Thermodynamical Properties of Gases and Vapours as Deduced from a Modified Form of the Joule-Thomson Equation, with Special Reference to the Properties of Steam (Sur les propriétés thermodynamiques des gaz et des vapeurs déduites d'une forme modifiée de l'équation de Joule-Thomson, avec une étude spéciale des propriétés de la vapeur d'eau). — P. 266-286.

La forme de Joule-Thomson de l'équation d'équilibre des gaz et des vapeurs est :

$$v = \frac{RT}{p} - \frac{a}{RT^2},$$

dans laquelle v désigne le volume spécifique, p la pression, T la température absolue, R la constante des gaz et a une constante particulière à chaque gaz. En partant de données expérimentales et de certaines hypothèses sur la théorie cinétique des gaz, l'auteur l'a transformée en la suivante :

$$v - b = \frac{RT}{p} - c_0 \left(\frac{T_0}{T}\right)^n = V - c,$$

dans laquelle b désigne le « covolume », qui est pris égal au volume du liquide, T_0 une température normale, par exemple 273°, dont dépend la valeur de la constante c_0. L'exposant n est défini comme une abréviation de $\frac{s_0}{S}$, rapport de la valeur limite de la chaleur spécifique à volume constant pour $p = 0$ à la limite de $\frac{pv}{T}$. Pour les gaz ou les

vapeurs dont la molécule a une atomicité m, on a $n = m + \frac{1}{2}$. Pour la vapeur d'eau, par exemple, on a $n = 3,5$. V est une abréviation pour le volume idéal $\frac{RT}{p}$. La petite correction c, représentant l'état de coagrégation des molécules, est appelée « volume de coagrégation » ; c'est une fonction de la température seule, variant en raison inverse de la n^e puissance de T. L'auteur ajoute que son équation modifiée ne convient pas à tous les cas, mais qu'elle s'applique avec une approximation suffisante à tous les faits expérimentaux, à la condition que la pression reste modérée.

En appliquant les relations thermodynamiques à cette équation, on obtient, pour les chaleurs spécifiques à pression constante S et à volume constant s, les expressions :

$$S = S_0\left(1 + \frac{nc}{V}\right) = S_0 + n(n+1)\frac{pc}{T},$$
$$s = s_0\left(1 + \frac{nc}{V}\right)\left(1 - \frac{c}{V}\right),$$

dans lesquelles S_0 et s_0 sont les valeurs limites constantes des chaleurs spécifiques pour $p = 0$. Le rapport des chaleurs spécifiques $g = \frac{S}{s}$ est donné par la relation :

$$g = \frac{S_0}{s_0\left(1 - \frac{c}{V}\right)} = \frac{g_0}{1 - \frac{c}{V}},$$

g_0 étant la valeur limite constante du rapport. On a :

$$g_0 = \frac{n+1}{n} = \frac{2m+3}{2n+1}.$$

L'auteur fait notamment une application numérique de sa formule au cas de la vapeur d'eau. En prenant V = 1.698 centimètres cubes à 100° C. et sous la pression de 760 millimètres de mercure et $c = 26,5$ centimètres cubes pour la vapeur d'eau à 100°, on obtient le tableau suivant :

Volume spécifique et volume de coagrégation de la vapeur d'eau.

Température centigrade	Pression de saturation	Volumes de coagrégation	Volume idéal	Volume spécifique	Rapport $\frac{V}{c}$
	atm.	cmc	cmc	cmc	
0	0,00613	79,0	202680,0	202602,0	0,000389
20	0,02323	61,7	57370,0	57309,0	0,001076
40	0,0731	49,0	19490,0	19442,0	0,002515
60	0,1267	39,4	7710,0	7671,0	0,00512
80	0,4670	32,14	3438,0	3407,0	0,00932
100	1,0000	26,50	1698,0	1672,5	0,01560
120	1,961	22,07	911,7	890,6	0,02425
140	3,570	18,56	526,0	508,4	0,0354
160	6,01	15,74	321,7	307,1	0,0490
180	9,93	13,41	207,7	195,3	0,0648
200	15,37	11,55	140,1	129,6	0,0825

A l'aide des valeurs de c ou $\frac{c}{V}$, on peut, d'après les équations précédentes, calculer les chaleurs spécifiques S et s et leur rapport g à la condition de connaître S_0, s_0 et g_0. En adoptant comme unité de chaleur la capacité calorifique de 1 gramme d'eau à 20°, on a :

$$S_0 = 0,4966, \qquad s_0 = 0,3862, \qquad g_0 = \frac{9}{7} = 1,2857.$$

On a alors la table suivante :

Temp. t	Pression de saturation	Chaleurs spécifiques de la vapeur d'eau au point de saturation: S	s	g	S (sat.)
	mm	cal	cal	cal	cal
0	4,66	0,4973	0,3866	1,2862	— 1,680
20	17,67	0,4984	0,3873	1,2870	— 1,502
40	55,55	0,5008	0,3885	1,2888	— 1,351
60	149,63	0,5055	0,3913	1,2921	— 1,223
80	355,30	0,5128	0,3952	1,2977	— 1,116
100	760,00	0,5236	0,4009	1,3060	— 1,028
120	1491,4	0,5388	0,4090	1,3175	— 0,955
140	2716,5	0,5581	0,4188	1,3327	— 0,895
160	4657,0	0,5816	0,4303	1,3518	— 0,844
180	7546,0	0,6086	0,4427	1,3748	— 0,801
200	11684,0	0,6399	0,4568	1,4012	— 0,750

S (sat.) est la chaleur spécifique de la vapeur saturée.

En désignant par H la « chaleur totale » d'une vapeur saturée définie par :

$$H = L + h,$$

L étant la chaleur latente de vaporisation, h la capacité calorifique du liquide calculée à partir du même zéro que la chaleur totale, la variation de la chaleur totale est donnée par la relation :

$$H - H_0 = S_0 (T - T_0) - \frac{n + 1}{cp - c_0 p_0}.$$

On calcule ainsi les valeurs du tableau suivant :

Chaleur totale et chaleur latente de la vapeur d'eau en fonction de la capacité calorifique de l'eau à 20° C.

Temp. t	H	h	L	$\frac{dp}{dT}$	$\frac{dH}{dT}$
0	593,5	0,00	593,5	0,3364	0,4935
20	603,3	20,06	583,2	1,089	0,4887
40	613,0	40,02	573,0	2,952	0,4800
60	622,5	60,00	562,5	6,904	0,4665
80	631,7	80,03	551,7	14,39	0,4467
100	640,3	100,14	540,2	27,164	0,4202
120	648,4	120,3	528,1	47,35	0,3885
140	655,8	140,6	515,2	77,06	0,353
160	662,4	161,1	501,3	118,62	0,314
180	668,4	181,6	486,8	173,50	0,274
200	673,4	202,3	471,1	243,0	0,237

Regnault avait trouvé la formule empirique :

$$H = 606,5 + 0,305\, t.$$

La table précédente montre que l'expression de Regnault ne peut suffire dans tous les cas, car $\frac{dH}{dT}$ entre 0° et 200° diminue de 0,4935 à 0,237.

Une quatrième table est relative à l'entropie de l'eau et de la vapeur d'eau, une cinquième à la tension de la vapeur d'eau saturée entre 0° et 200°.

W. RAMSAY et M. W. TRAVERS. — Argon and its Companions (L'argon et ses compagnons). — P. 329-333.

Les auteurs indiquent d'abord que le métargon ne doit pas être regardé comme un élément. Il n'est pas douteux que le métargon, dont le spectre n'est visible qu'à des pressions élevées et seulement lorsqu'on a employé du phosphore impur pour enlever l'oxygène, doit être regardé comme un composé du carbone. MM. Ramsay et

Travers décrivent ensuite sommairement la méthode qui leur a permis de séparer l'argon de ses compagnons et ces derniers entre eux.

La détermination du rapport des chaleurs spécifiques de ces gaz par la méthode de Kundt a montré qu'ils sont tous monoatomiques.

Parmi les propriétés physiques de ces gaz, ils ont étudié le pouvoir réfringent, la densité, la compressibilité à deux températures différentes et en outre, pour l'argon, le krypton et le xénon, la tension de vapeur et le volume moléculaire des liquides à leur point d'ébullition. Le tableau suivant résume les résultats obtenus :

	Hélium	Néon	Argon	Krypton	Xénon
Pouvoir réfringent (air = 1).	0,1238	0,2345	0,968	1,449	2,364
Densité des gaz (O = 16).....	1,98	9,97	19,96	4088	64
Points d'ébullition à 760 millimètres..................	?	?	86°,9 abs.	121°,33 abs.	163°,9 abs.
Températures critiques.....	?	< 68° abs.	155°,6 abs.	210°,5 abs.	287°,7 abs.
Pressions critiques.........	?	?	40,2 mètres	41,24 mètres	43,5 mètres
Rapport des tensions de vapeur....................	?	?	0,0350	0,0467	0,0675
Poids de 1 centimètre cube de liquide..............	?	?	1,212 grammes	2,155 grammes	3,52 grammes
Volumes moléculaires......	?	?	32,92	37,84	36,40

Les compressibilités de ces gaz furent mesurées à 11°,2 et 237°,3 et montrent d'intéressantes particularités. La valeur de PV ne s'accorde, dans aucun cas, avec celle que l'on calcule en supposant que l'augmentation de PV est proportionnelle à l'augmentation de température absolue.

Les spectres de ces gaz ont été étudiés par M. Baly. Les résultats de ces mesures seront publiés ultérieurement.

Différentes raisons montrent que ces gaz forment, dans le système périodique, une série entre le fluor et le sodium. Le groupe des éléments qui les renferme est :

Hydrogène	Hélium	Lithium	Glucinium
1	4	7	9
Fluor	Néon	Sodium	Magnésium
18	20	23	24
Chlore	Argon	Potassium	Calcium
35,5	40	39	40
Brome	Krypton	Rubidium	Strontium
80	82	85	87
Iode	Xénon	Césium	Baryum
127	128	133	137

N. LOCKYER. — Further Note on the Spectrum of Silicium. (Note additionnelle sur le spectre du silicium). — P. 403-409.

Dans une note antérieure ([1]), l'auteur a communiqué quelques observations sur le spectre du silicium et montré qu'il existe une relation entre les différents groupes des raies du silicium et certaines raies proéminentes dans les spectres de quelques-unes des étoiles les plus chaudes.

M. Lockyer a étudié, depuis, le spectre du bromure de silicium dans un tube capillaire et le spectre d'étincelle du silicium métallique. Les raies sont les mêmes dans les deux spectres, mais leurs intensités relatives sont très différentes.

L'auteur range les raies du silicium en quatre groupes (au lieu de trois, comme il l'avait fait dans sa première communication). Il indique les intensités des raies des spectres de α du Cygne, de β, γ et ε d'Orion, qui correspondent aux raies du silicium.

Les conditions dans lesquelles les différents groupes de raies du silicium deviennent proéminentes dans les spectres de ces étoiles vérifient l'ordre dans lequel l'auteur a rangé ces dernières d'après leurs températures croissantes.

R. Paillot.

A. CAMPETTI. — Sulla polarizzazione del magnesio in soluzione alcaline (Sur la polarisation du magnésium en solution alcaline). — *R. Accad. di Torino*, février 1901.

Le magnésium employé comme anode se comporte en solution alcaline d'une manière analogue à l'aluminium.

([1]) *Proceed. of the Roy. Soc.*, t. LXV, p. 449.

Avec une solution de soude de densité 1,064 et dont la résistance était 2,1 ohms, l'auteur a obtenu les résultats suivants, V désignant la différence de potentiel en volts aux bornes du voltamètre et I l'intensité en ampères :

V	9,8	18,5	39	60	75
I	0,019	0,024	0,029	0,033	0,036

au-delà de 75 volts, on observe le dégagement gazeux avec intensité notable.

Avec un courant alterné correspondant à 30 inversions par seconde, on obtient, *a* désignant le courant direct du platine au magnésium et *b* le courant inverse :

V	18,5	39	51	60
a	2,60	2,41	1,71	1,39
b	0,07	0,05	0,07	0,04

L'énergie dépensée dans le voltamètre, indépendamment de l'effet Joule, est tout au plus égale aux 10 ou 15 centièmes de l'énergie totale qui le traverse.

G. G.

L. GIUGANINO. — Sulle tensioni nell'interno di un fluido polarizzato magneticamente o dielettricamente (Sur les tensions à l'intérieur d'un fluide polarisé magnétiquement ou diélectriquement). — *Il Nuovo Cimento*, t. II, p. 20; juillet 1901.

La théorie de Maxwell, suivant laquelle les phénomènes électriques et magnétiques sont expliqués par le moyen de tensions ou de pressions élastiques d'un fluide environnant le siège de l'énergie, a donné lieu à diverses critiques. L'auteur examine différents points de la théorie qui a été développée par Helmholtz et par Duhem et modifie quelques résultats importants. Les conclusions sont les suivantes :

Si le corps polarisé est compressible et porte seulement des charges induites et si on peut le considérer comme un fluide parfait, il n'est pas possible de trouver un système de forces élastiques équivalent à la polarisation donnée.

Si le corps polarisé est considéré comme un fluide imparfait, il existe une infinité de systèmes de tensions et de pressions équivalentes à la polarisation.

L expression de ces tensions et de ces pressions ne peut se réduire à celles de Maxwell et de Helmholtz.

G. Goisot.

A. GARBASSO. — Azione della luce solare sul la distanza esplosiva delle scintille nell'aria (Action de la lumière solaire sur la distance explosive des étincelles dans l'air). — *Il Nuovo Cimento*, t. II, p. 15; juillet 1901.

L'auteur rappelle que Manuelli a observé l'influence de la lumière solaire même diffuse sur la décharge électrique. Il reprend l'expérience en concentrant les rayons à l'aide d'un miroir sphérique, évitant l'emploi de lentilles, dont l'absorption pourrait masquer le phénomène. La lumière facilite nettement le passage de l'étincelle, et l'action se prolonge pendant quelques secondes après la suppression des radiations. Cette influence est plus nette sur l'électrode positive ; elle se manifeste inaltérée à travers 1 centimètre de quartz ou quelques millimètres de gypse ; elle est supprimée par plusieurs lames de mica ou 2 centimètres de verre ; elle est affaiblie par 4 centimètres d'eau et plus nettement encore à travers une solution d'alun.

Garbasso attribue l'action au réchauffement des électrodes et non à la présence des rayons ultra-violets [1].

G. G.

O.-M. CORBINO. — Dispersione rotatoria magnetica dei vapori di sodio nell'interno della riga di assorbimento (Dispersion rotatoire magnétique des vapeurs de sodium à l'intérieur de la raie d'absorption). — *Rendiconti dei Lincei*, t. X, p. 137 ; 1901.

Un faisceau parallèle de rayons solaires traverse un nicol, un électro-aimant Weiss percé suivant l'axe et muni d'une flamme fortement colorée par le sodium, puis un triprisme de quartz à arêtes horizontales et un analyseur. On examine avec un réseau le second spectre. Quand le champ n'est pas excité, le spectre est sillonné de franges horizontales ; pendant l'excitation, les franges s'infléchissent fortement dans le voisinage des raies D, l'inflexion change de sens avec le champ. Ce phénomène est dû au fort pouvoir rotatoire au voisinage des raies d'absorption.

---

(1) Voir Hertz, *Wied. Ann.*, XXI, p. 999 ; 1887 ; — Herwig, *Pogg. Ann.*, t. CLIX, p. 567 ; 1876.

A l'intérieur de la large raie d'absorption, les franges pâles restent rectilignes et horizontales; elles disparaissent sur les bords; sous l'influence du champ, elles ne se déplacent que d'un dixième de frange et dans le même sens qu'au dehors de la raie. Ce résultat est en contradiction avec la théorie qui conduit à un déplacement en sens opposé.

G. G.

S.-A. BERTI. — Fenomeni luminosi su elettrodi di alluminio e di magnesio (Phénomènes lumineux sur les électrodes d'aluminium et de magnésium). — *L'Elettricistà*, t. XI, p. 1; janvier 1902.

Avec des électrodes d'aluminium et une solution saturée de tartrate double de potassium et de sodium, on observe entre 90 et 150 volts une vive fluorescence à l'anode si le courant est continu et aux deux électrodes s'il est alternatif; au delà, on a des étincelles entre le liquide et le métal produisant, vers 250 volts, une luminosité continue.

L'auteur a observé les mêmes phénomènes avec le magnésium, mais à un moindre degré; le magnésium doit être pur; l'électrolyte est une solution alcaline de carbonate ou de phosphate; le bichromate de potassium permet d'observer le phénomène à 110 volts.

La fluorescence semble due à la chaleur développée par le courant en traversant la couche d'hydroxyle qui recouvre l'anode.

G. Goisot.

TABLE DES MATIÈRES.

JUIN 1902.

Tours. — Imprimerie DESLIS FRÈRES.

Le Gérant : J. DESLIS.

JOURNAL
DE PHYSIQUE
THÉORIQUE ET APPLIQUÉE,

FONDÉ

PAR J.-CH. D'ALMEIDA

ET PUBLIÉ PAR

MM. E. BOUTY, G. LIPPMANN, E. MASCART, A. POTIER,

ET

M. B. BRUNHES, adjoint à la rédaction,

AVEC LA COLLABORATION

D'UN GRAND NOMBRE DE PROFESSEURS ET DE PHYSICIENS.

QUATRIÈME SÉRIE.

TOME I. — JUILLET 1902.

PARIS,

AU BUREAU DU JOURNAL DE PHYSIQUE,

11, RUE RATAUD (5e).

Toutes les réclamations doivent être adressées à M. **Sandoz**, rue Rataud, 11, à Paris, 5e

Par application de la loi du 7 avril 1879, tous les bureaux de poste de France, d'Algérie, de Belgique, de Danemarck, de Hollande, d'Italie, de Norvège, de Portugal, de Suède et de Suisse sont autorisés à recevoir les abonnements. Nos lecteurs n'ont qu'à verser la somme de 17 francs pour la France ou 18 francs pour les pays ci-dessus désignés, **au nom de M. Sandoz,** *Secrétaire du Journal,* **rue Rataud, nº 11, à Paris, 5e. Ils n'ont ni lettre ni mandat à envoyer, ni aucuns frais supplémentaires.**

AVIS

Désireuse de publier le plus promptement possible des Analyses des Travaux étrangers, la Rédaction prie MM. les Auteurs de vouloir bien lui envoyer désormais deux exemplaires de leurs nouveaux Mémoires.

ONDOGRAPHE [1];

Par M. E. HOSPITALIER.

L'ondographe est un appareil qui a pour objet d'enregistrer directement, à l'encre, sur une bande de papier, en fonction du temps, les courbes représentatives d'un phénomène électrique périodiquement et rapidement variable (force électromotrice, différence de potentiel, intensité, puissance, etc.).

Il est basé, en principe, sur une combinaison de la méthode par points successifs de M. Joubert, de la méthode stroboscopique et des appareils enregistreurs électriques.

Il se compose essentiellement :

1° D'un *moteur synchrone* à courants alternatifs simples actionné directement, ou après transformation convenable, par la source électrique dont on veut obtenir le tracé des variations périodiques des éléments ;

2° D'un *train d'engrenages* ayant pour objet d'imprimer à un coupleur ou commutateur tournant une vitesse angulaire telle que, lorsque le moteur a effectué un certain nombre de tours, ce commutateur en effectue un nombre égal (ou un multiple) *augmenté* ou *diminué* de 1. Il est préférable, pour que l'inscription de la courbe se trace dans le même sens que l'écoulement du temps, que le coupleur tourne moins vite que le moteur. Ce retard ou cette avance, essentiel au système, évite d'imprimer une rotation réelle aux balais du moteur ;

3° D'un *coupleur* ou commutateur automatique formé d'un noyau cylindrique en matière isolante portant un tube de cuivre ou de laiton convenablement découpé contre lequel appuient *trois* balais. Cet ensemble a pour objet de mettre un condensateur successivement en connexion avec : *a*. deux points des circuits où se passe le phénomène périodiquement variable à enregistrer ; *b*. un appareil de mesure. Dans la première opération, le condensateur se charge ; il se décharge dans l'appareil de mesure dans la seconde opération. Pour le tracé de la puissance, le coupleur se réduit à une simple barre conductrice fermant périodiquement le circuit une fois par tour sur

(1) Communication faite à la Société française de Physique, Séance du 20 décembre 1901.

la bobine à fil fin de l'enregistreur, par l'intermédiaire des deux balais. La *fig.* 1 montre le couplage des appareils dans le cas où l'on utilise un condensateur ;

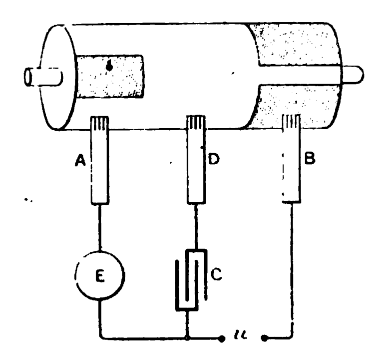


FIG. 1. — Couplage de l'ondographe dans le cas de l'emploi d'un condensateur. A, B, D, balais. — C, condensateur à capacité variable. — E, appareil enregistreur. — *u*, points d'application de la différence de potentiel périodique à enregistrer.

4° D'un *condensateur* dont la capacité peut être constante ou variée à volonté par des fiches, afin de régler la sensibilité de l'appareil ;

5° D'un *appareil de mesure* approprié au phénomène à enregistrer.

Pour les différences de potentiel et les intensités, l'enregistreur est un appareil à cadre mobile de sir William Thomson, type différences de potentiel et des intensités, ce qui supprime l'emploi du Deprez-d'Arsonval, Weston, Chauvin et Arnoux, Meylan, etc., disposé horizontalement ou verticalement.

Pour les puissances, l'enregistreur est un wattmètre ordinaire : le courant périodique traverse la bobine primaire fixe d'une façon continue, tandis que la bobine mobile à fil fin est placée dans le circuit périodiquement fermé par le coupleur rotatif sur la différence de potentiel définissant le second facteur de la puissance. Le réglage se fait par l'introduction de résistances dans le circuit à fil fin.

La méthode directe peut s'appliquer également à l'inscription du condensateur ; mais le condensateur présente certains avantages pratiques pour le réglage de la sensibilité.

Le wattmètre permet également l'enregistrement des courbes des

différences de potentiel, en faisant traverser ses bobines fixes par un courant constant emprunté à une batterie d'accumulateurs.

Dans tous les cas, l'équipage mobile de l'appareil enregistreur reçoit une série d'impulsions dont la fréquence est égale à celle du courant à enregistrer. Il présente une inertie et un amortissement calculés pour que la position du cadre mobile à chaque instant corresponde à celle que lui ferait prendre le courant moyen correspondant à la quantité d'électricité qui le traverse pendant une période ;

6° D'un *enregistreur* cylindrique ou continu, commandé directement à la vitesse convenable par le moteur synchrone. L'enregistrement peut être quelconque : à la plume, à la roulette, au papier chimique, au papier fumé, etc. Le papier peut être monté sur un cylindre tournant, se dérouler sur des rouleaux, ou se déplacer longitudinalement dans le sens des génératrices d'un cylindre ayant pour axe celui de l'appareil de mesure et pour rayon la distance de la plume à l'axe.

Dans le modèle définitif représenté *fig.* 2 et construit par la *Compagnie pour la fabrication de compteurs et matériel d'usines à gaz*, à Paris, le moteur synchrone est constitué par un croisillon en fer doux lamellé se mouvant entre les jambes d'un électro-aimant en U dont la culasse porte un enroulement traversé par une dérivation du courant alternatif à étudier. Ce moteur absorbe 0,2 à 0,3 ampère sous 110 volts, mais avec un cos φ très petit.

Le moteur est lancé à la manivelle en utilisant un jeu d'engrenages qui permet d'atteindre facilement la vitesse angulaire correspondant au synchronisme. On constate que ce synchronisme est atteint en observant l'effet stroboscopique d'arrêt apparent d'un disque tournant portant un nombre convenable de secteurs alternativement blancs et noirs. Après l'accrochage, la manivelle se dégage automatiquement, par un dispositif analogue à celui de la manivelle d'un moteur d'automobile.

Le moteur commande le commutateur par un jeu convenable d'engrenages, combiné de telle façon que, lorsque le moteur a fait n tours, correspondant à n périodes, le commutateur fasse $(n - 1)$ tours seulement, avec un glissement régulier et uniforme.

Le train d'engrenages est combiné de telle façon que le retard soit de $\frac{1}{1000}$; c'est-à-dire que l'on inscrit l'onde alternative en un temps

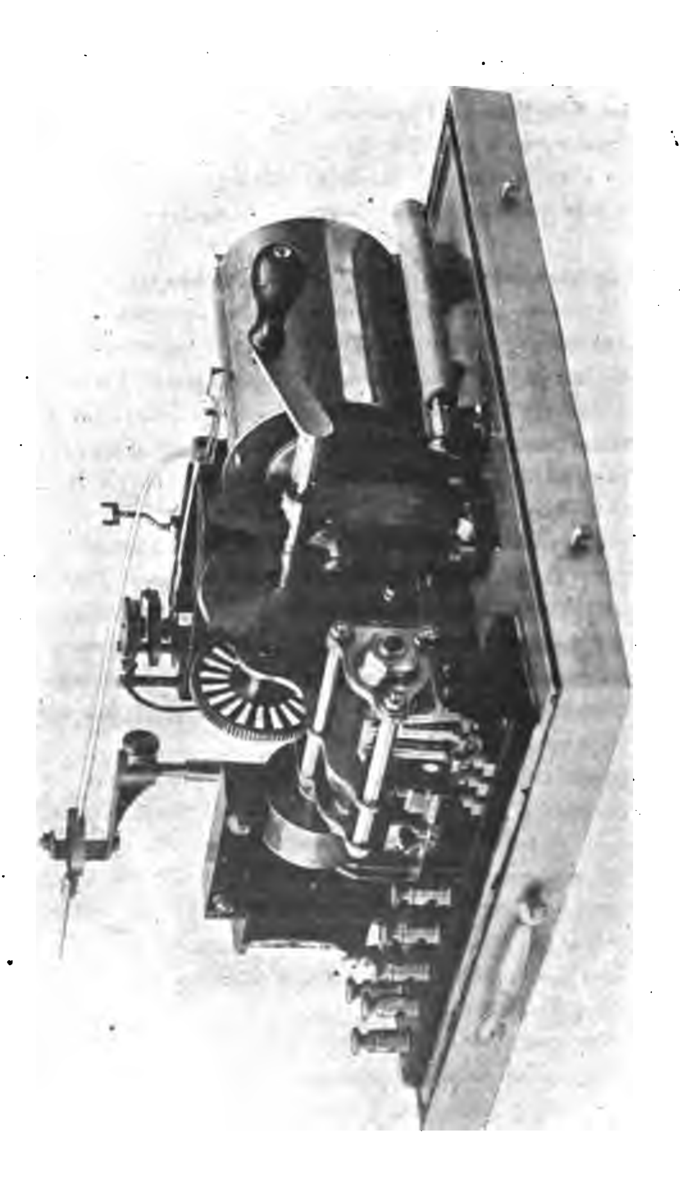


FIG. 2. — Vue d'ensemble.

1000 fois plus long que sa durée, soit 25 secondes, par exemple, pour un courant alternatif de fréquence 40.

Le condensateur peut être quelconque, en papier paraffiné ou en mica, et sa capacité n'a pas besoin d'être exactement connue : il suffit qu'elle reste constante pendant une expérience.

L'enregistreur est du type bien connu de M. Meylan à aimant normal, mais la commande de la plume présente un dispositif original et nouveau qui pourra recevoir des applications aux enregistreurs d'un système quelconque.

En effet, avec la plupart des enregistreurs à tracé direct, on est obligé de réduire la longueur de l'aiguille commandant la plume, afin que le frottement de la plume contre le papier ne fausse pas l'enregistrement d'une façon sensible ; l'emploi d'une aiguille courte commandant la plume à la manière ordinaire, emploi nécessité par la faiblesse du couple directeur et le frottement de la plume, présente plusieurs inconvénients :

1° Les ordonnées curvilignes ont un rayon de courbure relativement petit, et la courbe enregistrée subit, de ce fait, une déformation souvent gênante ;

2° La trajectoire curviligne décrite par la plume l'empêche de porter bien exactement sur tous les points du cylindre enregistreur, dont elle décrirait une génératrice si le rayon était infini. Dans ces conditions, une plume bien réglée inscrit par points dans certaines parties, appuie fortement sur le papier dans d'autres parties, et n'appuie plus du tout sur les parties correspondant aux plus longues ordonnées ;

3° La tige portant la plume devait être à la fois *rigide* pour la direction et *flexible* pour l'inscription ; il est difficile de réunir dans un même organe ces deux qualités contradictoires.

Pour réduire ces inconvénients dans une large mesure, nous employons un dispositif qui consiste, en principe, à séparer, tout en les laissant solidaires, l'organe de direction et l'organe d'inscription, et à réaliser, avec un système directeur de faible rayon, un enregistrement dont les ordonnées ont un rayon assez grand pour que l'inscription se rapproche sensiblement de celle que donnerait un enregistreur dont la plume décrirait un arc de cercle de rayon infini.

L'appareil d'enregistrement se compose de deux organes distincts : l'aiguille directrice et la plume d'inscription.

L'aiguille directrice est un levier rigide monté sur l'appareil de

mesure, et dont l'extrémité la plus éloignée de l'axe de rotation se termine par une tige qui vient s'engager dans le levier portant la plume. Cette tige décrit, pendant l'enregistrement, le chemin que décrirait la plume de l'enregistreur ordinaire pendant la rotation du cylindre portant le papier.

La plume d'inscription est constituée par un levier de grande longueur, dont l'une des extrémités pivote autour d'un axe vertical parallèle à celui de l'enregistreur, mais en est éloigné d'une distance sensiblement égale à la différence des longueurs des deux leviers. Son autre extrémité se termine par une coulisse dans laquelle vient s'engager la tige de l'aiguille directrice, et se termine par la plume inscrivante, qui peut d'ailleurs être quelconque.

Dans ces conditions, pendant que la fourche décrit un arc de cercle de petit rayon, la plume décrit un arc de grand rayon : en donnant au levier qui la porte une longueur suffisante, cet arc peut, dans les limites de la longueur du cylindre, se confondre sensiblement avec la tangente en son milieu. Le point de contact de la plume avec le papier s'éloigne ainsi fort peu d'une génératrice, et l'inscription se fait avec une égalité parfaite dans toute l'étendue du cylindre. La plume et son levier peuvent donc être proportionnés pour satisfaire aux conditions de souplesse et de réglage de l'inscription, et de l'inscription seule, puisque la direction de la plume est confiée à un autre organe auquel on donne, de son côté, toute la rigidité nécessaire pour remplir exactement cette fonction directrice.

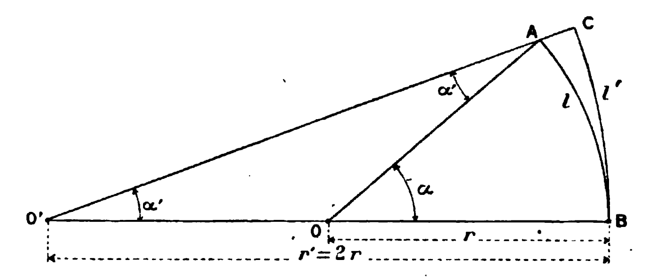


FIG. 3. — Redressement des ordonnées d'un tracé d'enregistreur.

Le levier portant la plume est articulé à son attache par un joint à la Cardan qui permet à la plume de se déplacer librement et d'exercer sur le papier une pression constante réglée par son propre poids

en partie équilibré par son poids à vis mobile à volonté. L'axe vertical permet les déplacements pour la direction; l'axe horizontal, les légers déplacements en hauteur nécessités par le mouvement de la plume sur le cylindre enregistreur.

Dans l'appareil réalisé, le levier directeur a 18 centimètres de longueur, tandis que le levier commandant la plume a une longueur double, soit 36 centimètres. Dans ces conditions, il est facile de démontrer que la différence de longueur entre les deux ordonnées curvilignes, l'une correspondant à la valeur théorique, pour l'aiguille de 18 centimètres, et l'autre à l'ordonnée redressée de 36 centimètres de longueur, est absolument nulle. En effet, si l'angle α décrit par l'appareil de mesure est proportionnel à la grandeur à mesurer, il est facile de voir sur la figure qu'en faisant $OO' = r = \frac{r'}{2}$, le triangle OO'A est isocèle; il en résulte que :

$$\alpha = 2\alpha'.$$

L'arc AB de longueur l est égal à l'arc BC de longueur l', et l'appareil reste rigoureusement proportionnel.

L'inscription de la courbe se fait presque rigoureusement sur la génératrice du cylindre enregistreur, et la plume, plus indépendante et plus facilement réglable, ne produit plus aucun raté d'inscription. Le dispositif sera utilisé avec avantage pour tous les enregistreurs qui exigent une grande légèreté de plume pour donner des indications exactes pratiquement et indépendantes du frottement de la plume sur le papier.

Dans l'appareil destiné à tracer la courbe de la puissance instantanée, courbe qu'aucun appareil n'avait tracée directement jusqu'à ce jour, nous employons, aux lieu et place de l'appareil de mesure à aimant, un compteur Thomson monté en wattmètre : l'axe est soumis à l'action des deux ressorts en spirale qui amènent le courant à l'induit mobile, ce qui supprime les balais. Le courant principal traverse les bobines fixes, et la bobine mobile à fil fin est mise en dérivation, une fois par période et pendant un instant très court, par l'intermédiaire du commutateur et des balais, avec la différence de potentiel définissant la puissance à mesurer. A cet effet, le commutateur tournant est constitué par un cylindre en ébonite dans lequel est incrustée, suivant une génératrice, une simple bande de laiton de longueur convenable.

Sous l'influence des impulsions successives que la bobine reçoit, par le fait des courants intermittents qui la traversent et du courant alternatif principal, la bobine fait avec sa position d'équilibre un angle proportionnel à la puissance, à chaque instant de la période définie par la position du commutateur, et elle entraîne directement ou indirectement la plume de l'enregistreur.

Cette proportionnalité résulte du fait que l'angle décrit par la bobine mobile autour de sa position d'équilibre ne dépasse jamais 10 à 12° de chaque côté du zéro; dans ces conditions, l'enroulement en tambour du wattmètre peut être considéré comme n'ayant subi aucun déplacement au point de vue des actions électrodynamiques.

Le disque d'aluminium du compteur sert à donner au système l'inertie et l'amortissement nécessaires au fonctionnement de l'appareil. Ce fonctionnement normal correspond, d'une part, à l'amortissement critique, et, d'autre part, à une durée d'oscillation comprise entre la période du phénomène à enregistrer et la durée de l'enregistrement d'une période.

L'ondographe actuellement réalisé est établi pour tracer une période complète en utilisant 1000 périodes successives. Le cylindre enregistreur inscrit exactement trois périodes en un tour; la quatrième se superpose à la première, la cinquième à la deuxième, etc.

La superposition des courbes est un indice certain du bon fonctionnement de l'appareil, bien qu'il puisse se produire quelquefois des écarts provenant d'un changement du régime survenu entre les 3000 périodes qui séparent deux passages successifs de la même génératrice du cylindre enregistreur sous la plume. La superposition des courbes montre ces écarts et fournit une indication utile sur la régularité de marche de l'appareil étudié à l'ondographe.

On peut aussi inscrire les courbes sur une bande continue d'une longueur de plusieurs mètres. Pour le faire commodément, il suffit d'attacher l'extrémité d'un rouleau de papier sur le cylindre enregistreur et de le laisser s'enrouler sur le cylindre en le tendant par un léger freinage.

Avec l'appareil actuel, et à la fréquence de 40 périodes par seconde, une courbe complète occupe une longueur de 96 millimètres et s'inscrit en 25 secondes. Une bande de 6 mètres de longueur porte donc 60 périodes et inscrit le phénomène pendant vingt-cinq minutes, ce qui est bien suffisant, en général.

L'appareil se prête également à l'étude des courants redressés ou

continus. Il suffit, pour cela, de substituer au moteur synchrone une commande directe en établissant une liaison mécanique invariable entre l'arbre de la machine à étudier et l'ondographe. L'appareil est étudié en vue de rendre le montage facile et rapide.

Il permet également l'inscription des phénomènes non périodiques, en les rendant périodiques par répétition à l'aide d'un moteur synchrone commandant l'organe répétiteur. C'est ainsi que nous avons vu tracer des courbes de décharges oscillantes de condensateur, d'établissement de courant dans un circuit présentant de la self-induction, etc.

En réalisant l'*ondographe*, — ou, pour les puristes, le *cymatographe* — nous avons eu pour but de répondre à un besoin purement industriel et d'enseignement. L'appareil est robuste, d'un prix relativement peu élevé, d'un maniement facile, plus exact que la méthode par points, moins délicat et plus rapide que l'oscillographe ou le rhéographe, sans cependant prétendre au degré de précision atteint par ces derniers appareils.

L'ondographe sera surtout utile aux constructeurs de dynamos, de moteurs et de transformateurs; aux usines centrales pour courants alternatifs; aux fabricants de câbles à haute tension, qui ont un si grand intérêt à connaître la forme des courants alternatifs auxquels leurs câbles sont soumis; aux écoles industrielles et aux laboratoires de recherches et aux laboratoires d'enseignement, pour lesquels ils rendront visibles et immédiats des faits dont l'explication est souvent si difficile et si pénible.

Bien qu'il n'ait aucune prétention scientifique, l'ondographe est un appareil pratique et qui rendra, nous en avons la conviction intime, de nombreux et utiles services à l'industrie électrique (1).

---

(1) *Antériorités.* — L'application de la méthode des points successifs à l'étude des alternateurs est due à M. Joubert (*).

Le condensateur a été appliqué par nous, en 1885, pour l'étude des dynamos à courant redressé de M. Anatole Gérard (**).

A la séance du 20 mars 1891 de la *Société française de Physique*, M. G. Weiss a dit qu'il utilisait un appareil pour déterminer par points ou d'une façon continue la forme de l'onde d'une machine dynamo; mais il n'a pas décrit l'appareil. M. P. Janet a annoncé, à la même séance, qu'il entreprenait des recherches du même genre, sans décrire davantage aucun dispositif.

M. Blondel a revendiqué la création d'un appareil enregistreur qui a été cons-

(*) J. Joubert, Études sur les machines magnéto-électriques (*Annales de l'École normale supérieure* t. X, p. 131; 1881).

(**) E. Hospitalier, Les Machines à courant périodique et leur mesure (*l'Électricien* du 19 décembre 1885).

SUR LA DISPERSION ANOMALE DANS LES CRISTAUX DE SULFATE DE NÉODYME ET DE PRASÉODYME (1);

Par M. H. DUFET.

En étudiant, pour en faire la monographie cristallographique et optique, les sulfates de néodyme et de praséodyme, j'ai observé quelques faits d'un intérêt un peu plus général, touchant l'existence de la dispersion anomale dans ces sels. J'ai exposé, dans un autre

---

truit et décrit ultérieurement (*). L'appareil de M. Blondel trace bien des courbes, mais ces courbes sont enregistrées photographiquement et non pas directement, à l'encre, sur un cylindre enregistreur. De plus, les balais sont mobiles, tandis que les nôtres sont fixes, et l'appareil exige autant de galvanomètres distincts que de courbes à enregistrer, tandis que nous n'employons qu'un seul enregistreur pour toutes les courbes. L'appareil de M. Blondel est commandé directement par la dynamo génératrice, tandis que le nôtre est actionné par un moteur synchrone, ce qui permet de l'installer rapidement en un point quelconque du circuit, et de supprimer le mouvement d'horlogerie commandant le dispositif stroboscopique.

Dans l'appareil de M. F. Drexler (**), le glissement est obtenu par un moteur asynchrone et l'inscription est obtenue par des étincelles. Le glissement d'un moteur asynchrone est trop variable et trop grand pour être utilement employé à l'inscription stroboscopique directe, et le dispositif ne permet pas le repérage exact de courbes tracées successivement, puisque le glissement n'est pas cinématiquement relié à la rotation du cylindre enregistreur.

M. A. Laws (***) remplace le moteur asynchrone par un moteur synchrone, et donne un léger retard angulaire aux balais en les faisant tourner par un train d'engrenages; l'enregistrement se fait encore photographiquement.

Le seul appareil traçant directement une courbe de courant alternatif sur un cylindre enregistreur est celui de M. le professeur H.-L. Callendar (****).

L'appareil est basé sur le principe du potentiomètre et de l'enregistreur à relais et servomoteur bien connu de l'auteur. Le tambour est mû par un mouvement d'horlogerie, et l'inscription d'une courbe se fait en une heure, tandis que nous réalisons la même inscription entre dix et trente secondes.

L'ondographe se distingue des appareils précédents par le fait qu'il trace directement une courbe continue sur un papier d'enregistreur, sans photographie, sans mouvement d'horlogerie, sans relais, sans faire tourner de balais et sans utiliser le glissement essentiellement variable d'un moteur asynchrone fonctionnant à vide.

En ce qui concerne l'enregistreur de puissance instantanée, qu'on pourrait appeler un *électrodynamographe*, nous le croyons entièrement nouveau, car nous n'avons trouvé aucune indication d'un appareil analogue dans la littérature électrique.

(*) A. Blondel, Sur la détermination des courbes périodiques des courants alternatifs et leur inscription photographique (*la Lumière électrique*, t. XLI, pp. 401 et 507; 1891).

(**) F. Drexler, Ueber eine neue Methode zur selbsthätigen Aufzeichnung von Wechselstrom-Curven (*Zeitschrift für Electrotechnik*, n° 8; 1896).

(***) A. Laws, Alternating current wave recorder (*Western Electrician*, 25 février 1901).

(****) Hugh-L. Callendar, An alternating cycle-curve recorder (*The Electrician*, 26 août 1898).

(1) Communication faite à la Société française de Physique, Séance du 7 mars 1902.

recueil [1], le résultat complet de mes déterminations; j'en extrairai ici ce qui a trait au point précité.

Dans le voisinage des régions du spectre riches en raies d'absorption, la dispersion anomale proprement dite, trop peu marquée pour pouvoir être mise en évidence par la mesure directe des indices de réfraction, se manifeste par la variation rapide de l'angle des axes optiques, au voisinage et dans l'intérieur de ces bandes. De plus, les deux sels, surtout le premier, présentent un phénomène connexe, que je crois tout à fait nouveau c'est la *dispersion anomale des axes d'élasticité optique*.

On sait que le spectre d'absorption des sels de didyme, qui, dans les dissolutions, se compose de bandes assez larges, prend dans les sels cristallisés un aspect se rapprochant beaucoup plus des spectres de raies, et présente, de plus, des différences marquées suivant la direction des vibrations lumineuses. Ce fait, signalé d'abord par Bunsen, a surtout été mis en lumière par M. H. Becquerel [2]. J'ai donné dans le mémoire cité plus haut la description et le dessin des spectres des sulfates de néodyme et de praséodyme, pour trois directions remarquables de vibrations, la bissectrice aiguë, la bissectrice obtuse et la ligne moyenne; dans le sulfate de samarium, qui existait aussi dans l'ancien sulfate de didyme, la direction de la vibration ne paraît pas avoir d'influence sur l'absorption. Il n'y a aucune raie commune aux trois métaux, ce qui est une preuve de la pureté relativement grande des sels que j'avais à ma disposition; c'étaient ces beaux cristaux exposés en 1900 par MM. Chenal et Douilhet, et qui ont attiré si vivement l'attention des chimistes et des cristallographes.

Comme je n'ai pu suivre les phénomènes de dispersion des axes en lumière spectrale qu'un peu au-delà de la raie F, je signalerai seulement les particularités des spectres pour la région étudiée.

Dans le sulfate de néodyme, des raies, placées dans le rouge extrême, s'arrêtent très près de la raie du lithium ($\lambda = 0^{\mu},6717$): c'est là qu'ont commencé mes observations. Dans le rouge se trouvent quelques raies ($\lambda = 0^{\mu},6380$ à $0^{\mu},6225$) sans influence sur les indices,

---

(1) H. Dufet, *Etude cristallographique et optique des sulfates de néodyme, de praséodyme et de samarium à* $8H^2O$ (*Bulletin de la Société française de Minér.*, t. XXIV, p. 355; 1901).

(2) H. Becquerel, *Recherches sur les variations des spectres d'absorption dans les cristaux* (*Annales de Chimie et de Physique*, 6e série, t. XIV, p. 208; 1888).

puis vient la grande bande de l'orangé; elle s'étend de $\lambda = 0^{\mu},5938$, très près de la raie D ($\lambda_D = 0^{\mu},5893$) à $\lambda = 0^{\mu},5715$. Elle contient neuf raies principales, fines dans les cristaux minces, mais s'élargissant avec l'épaisseur croissante, et finissant, sur des cristaux de 1,5 à 2 millimètres d'épaisseur, par former une bande presque uniforme. Presque immédiatement après la raie du thallium ($\lambda_{Tl} = 0^{\mu},535$), pour $\lambda = 0^{\mu},5342$, commence la bande du vert, avec six raies fortes jusqu'à $\lambda = 0^{\mu},5258$, et des bandes moins absorbantes jusqu'à $\lambda = 0^{\mu},500$. Les groupes des raies du violet commencent un peu après la raie F, à $\lambda = 0^{\mu},4828$ ($\lambda_F = 0^{\mu},4861$).

Dans le sulfate de praséodyme, on n'observe rien avant l'orangé; de $\lambda = 0^{\mu},601$ à $\lambda = 0^{\mu},581$, se trouvent quatre raies, ou plutôt quatre bandes, très variables avec la direction des vibrations, se réduisant, en particulier pour les vibrations parallèles à la bissectrice aiguë, à une teinte plate peu intense avec une raie bien nette et forte, dont le milieu correspond à $\lambda = 0^{\mu},5916$. Il n'y a rien dans le vert, jusqu'au voisinage de la raie F, où les bandes recommencent à $\lambda = 0^{\mu},487$. En général, dans le sulfate de praséodyme, les raies sont moins fines, et le polychroïsme est plus marqué que dans le sulfate de néodyme.

Ces faits rappelés, j'arrive à la description des phénomènes particuliers dont j'ai à parler. Les indices de réfraction ont été mesurés par la méthode de la réflexion totale, au moyen du réfractomètre Abbe-Pulfrich. On n'observe dans ces mesures rien de particulier; en opérant avec un oculaire muni d'un spectroscope, il n'y a, avec des plaques bien polies, pas trace de raies d'absorption dans la lumière réfléchie. La limite de réflexion totale s'étend régulièrement dans le spectre; les anomalies dans les indices que révélera la mesure de l'angle des axes optiques n'atteignent pas la quatrième décimale.

Voici les valeurs observées :

Sulfate de néodyme ($t = 18^{\circ}$ C.).

	n_g	n_m	n_p
Li ($\lambda = 0^{\mu},6708$)	1.5583	1.5469	1.5379
D ($\lambda = 0,5893$)	1.5621	1.5505	1.5413
Tl ($\lambda = 0,5350$)	1.5652	1.5534	1.5441

Sulfate de praséodyme ($t = 24°$ C.).

	n_g	n_m	n_p
Li	1.5573	1.5459	1.5366
D	1.5607	1.5494	1.5399
Tl	1.5641	1.5525	1.5430

1. *Angle des axes optiques.* — L'angle des axes peut s'observer facilement. Les cristaux appartiennent au système clinorhombique; la bissectrice aiguë est parallèle à l'axe de symétrie, et la bissectrice obtuse est, dans les deux sels, très près d'être normale à la base qui est un plan de clivage parfait.

Des lames de clivage, immergées dans la naphtaline bromée, montreront les anneaux autour de la bissectrice obtuse, car l'angle des axes est voisin de 90°.

1° *Sulfate de néodyme.*

L'angle des axes mesuré à 20° C., sur la bissectrice obtuse, est 88° 24′ pour la lumière du lithium et 87° 34′ pour celle du thallium. Avec l'indice de la naphtaline, mesuré immédiatement après la mesure, on calcule pour l'angle *aigu* intérieur :

$$2V = 84°\,2' \text{ (lithium)}$$
$$83°\,56' \text{ (thallium)}.$$

En observant les axes en lumière spectrale, on voit que l'angle augmente assez brusquement en approchant de la bande d'absorption placée entre $\lambda = 0^{\mu},594$ et $\lambda = 0^{\mu},571$, pour présenter après cette bande sa valeur minimum; il augmente ensuite très lentement jusqu'à la valeur relative à la lumière du thallium. Celle-ci ($\lambda = 0^{\mu},535$) est très voisine de la bande d'absorption du vert qui commence à $\lambda = 0^{\mu},534$.

En lumière spectrale, les hyperboles passant par l'axe optique sont élargies ou resserrées, suivant que la dispersion des axes optiques se fait dans le sens des couleurs spectrales ou en sens inverse; cet élargissement, symétrique quand la loi de la variation de la dispersion avec la longueur d'onde est la même, linéaire par exemple, pour le prisme et les axes optiques, cesse de l'être dans le cas contraire. On éliminera suffisamment cette cause d'erreur en retournant la plaque de 180° dans son plan et en prenant la moyenne des valeurs observées.

La moyenne des nombres obtenus dans plusieurs observations bien concordantes est représentée par la courbe de la *fig.* 1 ; les abscisses sont les valeurs de $\frac{1}{\lambda^2}$ et les ordonnées les angles intérieurs des axes optiques. On voit que cette courbe a tout à fait l'allure des

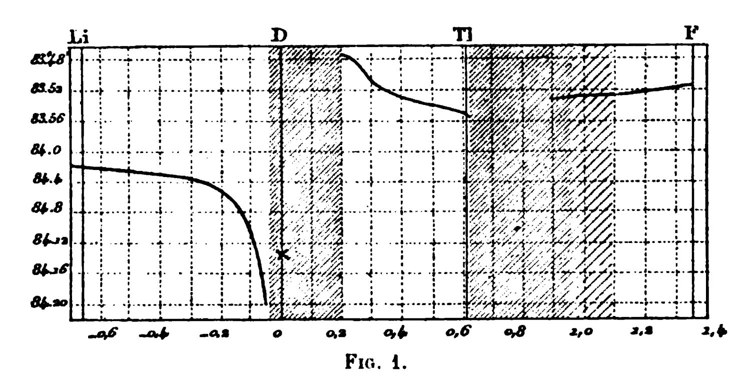


Fig. 1.

courbes représentant les indices dans la dispersion anomale ; c'est très certainement à la dispersion anomale des indices principaux que sont dues ces variations de l'angle des axes, petites il est vrai, mais pourtant facilement mesurables.

L'angle des axes pour la raie D a pu être mesuré en ouvrant largement la fente du spectroscope et en l'éclairant par la lumière du sodium ; on élimine ainsi, par la dispersion, la lumière étrangère, et l'on peut, bien qu'assez difficilement, apercevoir les hyperboles ; il n'y a pas, en effet, de maximum d'absorption coïncidant rigoureusement avec les raies du sodium.

Voici le résumé des nombres obtenus :

2V (t = 20°)		*id* (calculé)
84° 2′	Lithium	83° 49′
84° 20′	Maximum observé	
84° 13′ 1/2	Sodium	83° 57′
83° 47′ 1/2	Minimum observé	
83° 56′ 1/2	Thallium	83° 48′
83° 51′	(Raie F)	

On voit que ces valeurs sont suffisamment d'accord avec celles déduites des indices, étant donnée la faible biréfringence de la substance.

2° Sulfate de praséodyme.

Le sulfate de praséodyme présente des phénomènes analogues, mais plus marqués et plus intéressants, parce qu'on peut suivre les axes optiques dans l'intérieur de la bande d'absorption. On peut, en particulier, facilement déterminer l'angle des axes avec la lumière du sodium.

L'angle des axes mesuré en lumière monochromatique est presque identique pour les radiations du lithium et du thallium :

$$2V_{Li} = 84°51'$$
$$2V_{Tl} = 84°52'$$

tandis que, pour la lumière du sodium, il atteint 85° 28'.

Ces résultats se rapportent à la température de 24° C.

Ces nombres s'accordent parfaitement avec ceux déduits des mesures d'indices, à la même température :

2V (calculé)	
84° 45'	Li
85° 27'	D
84° 52'	Tl

J'ai indiqué plus haut comment est constituée dans ce sel la bande de l'orangé, de $\lambda = 0^{\mu},601$ à $0^{\mu},580$.

En suivant en lumière spectrale la dispersion propre des axes optiques, on voit que l'angle diminue à peine depuis l'extrémité rouge du spectre jusqu'à la bande d'absorption. On peut encore suivre un peu les axes dans l'intérieur de la bande du côté le moins réfrangible, quoique assez difficilement.

L'observation est beaucoup plus facile dans la moitié de la bande plus réfrangible que la raie 5916. L'angle des axes décroît très rapidement, à partir de la valeur relative à la raie D, et arrive à un minimum de 84° 37', exactement à la limite extrême de la bande d'absorption. A ce moment, l'angle augmente assez rapidement, et continue à croître très lentement à partir de la valeur relative au thallium. Il m'a été impossible, à cause du défaut de lumière, de suivre les axes jusqu'aux bandes d'absorption du violet.

Ces observations ont été faites sur une plaque de clivage, dans la naphtaline bromée; dans la cuve, se trouvait un thermomètre, de

manière à corriger chaque lecture particulière et à la ramener à la température moyenne de l'expérience.

La *fig.* 2 représente la moyenne des observations, en prenant pour abscisses $\frac{1}{\lambda^2}$. On remarquera la forme nettement asymptotique de la courbe au voisinage de la raie 5916 : c'est la forme observée

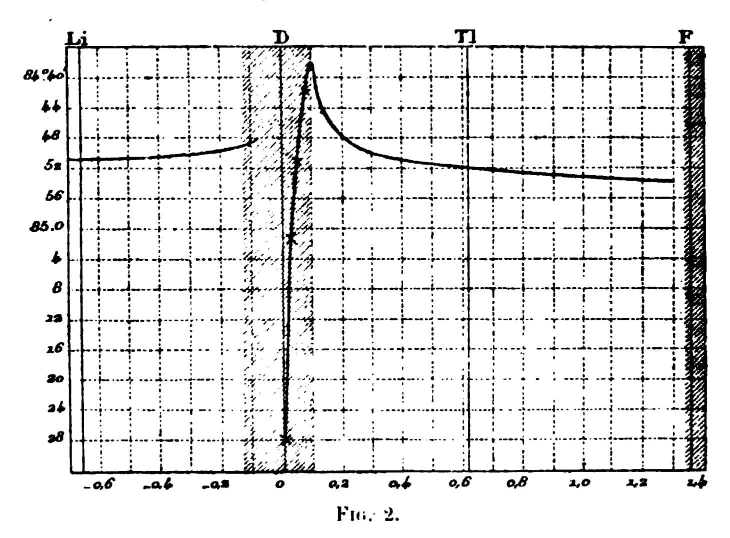


Fig. 2.

en particulier dans la dispersion anomale de la vapeur de sodium par M. H. Becquerel.

II. *Dispersion anomale des bissectrices.* — Quand on examine les anneaux en lumière spectrale, on voit, en déplaçant le collimateur du spectroscope, un déplacement brusque et relativement considérable des anneaux de part et d'autre de la bande d'absorption de l'orangé. Les mesures ont été faites sur une plaque sensiblement normale à l'axe optique, immergée dans la naphtaline bromée. Le plan des axes optiques est disposé parallèlement à l'axe de rotation de la plaque, les sections principales des nicols étant l'une parallèle, l'autre perpendiculaire au plan des axes ; on obtient alors une frange noire verticale qui se déplace quand on change la longueur d'onde de la lumière. En multipliant les angles observés par le rapport des indices de la naphtaline bromée et du cristal, on a les angles pour les axes intérieurs. Enfin, en divisant ces angles par le sinus du demi-angle vrai des axes optiques, on obtient, comme il est facile

de le voir, l'angle des bissectrices obtuses placées dans le plan de symétrie avec une d'elles prise comme origine.

Dans le sulfate de néodyme, j'ai trouvé que le plan des axes rouges fait un angle de 0° 43′ avec l'axe vertical dans l'angle *aigu* des axes cristallographiques. Cet angle augmente quand on se rapproche de la bande d'absorption de l'orangé et atteint, à la limite la moins réfrangible de cette bande, un maximum de 0°58′. D'un bord à l'autre de la bande, l'angle varie de près de 1° et atteint la valeur minimum de 0° 2′ ; j'ai pu faire quelques mesures dans l'intérieur de la bande, d'où il résulte que le plan des axes se déplace du maximum au minimum proportionnellement à $\frac{1}{\lambda^2}$. Entre la bande de l'orangé et celle du vert, l'angle du plan des axes optiques avec l'axe vertical augmente et passe, immédiatement après la raie du thallium, au contact de la bande du vert, par un maximum relatif de 0° 26′30″, pour décroître ensuite jusqu'à la valeur de 0°17′ (raie F).

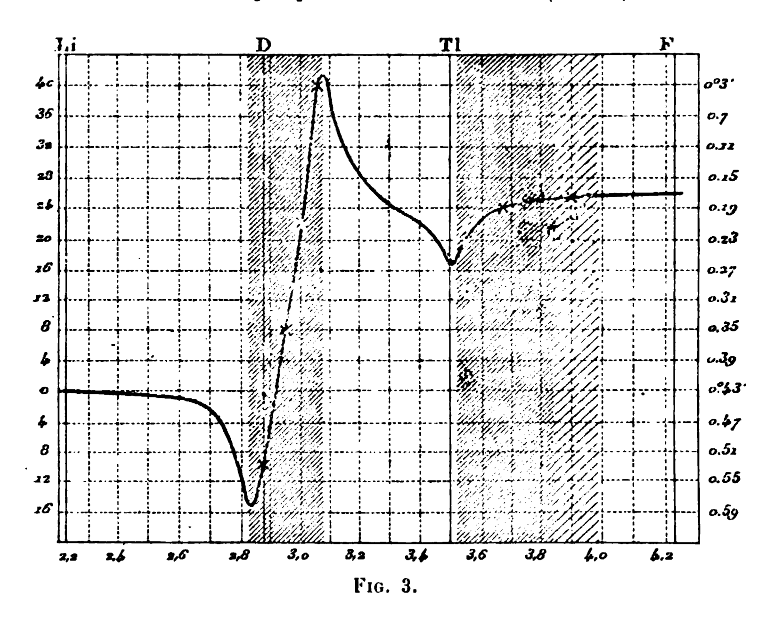


Fig. 3.

La *fig.* 3 représente les résultats des mesures ; les abscisses sont données en $\frac{1}{\lambda^2}$; l'échelle est suffisante pour que cette figure remplace avantageusement un tableau numérique.

J'ai, dans un travail déjà ancien [1], montré que, dans les cristaux clinorhombiques, la dispersion des axes d'élasticité optique suivait à peu près la même loi que les indices de réfraction, c'est-à-dire que la courbe donnant les angles des bissectrices avec l'une d'elles, en fonction de $\frac{1}{\lambda^2}$, était voisine d'une droite. Nous trouvons ici une vérification remarquable du même fait, où la dispersion anomale remplace la dispersion régulière, qui n'est pas loin d'être proportionnelle à $\frac{1}{\lambda^2}$. La courbe de la *fig.* 3 présente, en effet, une analogie complète avec les courbes qui représentent les indices anomaux en fonction de $\frac{1}{\lambda^2}$.

On rencontre dans le sulfate de praséodyme des phénomènes du même ordre, mais beaucoup moins marqués. Ils ont été mesurés exactement de la même manière, sur une plaque perpendiculaire à un axe optique. Les axes optiques pour la raie D, qui présentent une forte anomalie au point de vue de la dispersion propre des axes, en présentent aussi une notable au point de vue de la dispersion des bissectrices. La position de l'axe pour la raie D a été repérée en lumière monochromatique, en ouvrant largement la fente du

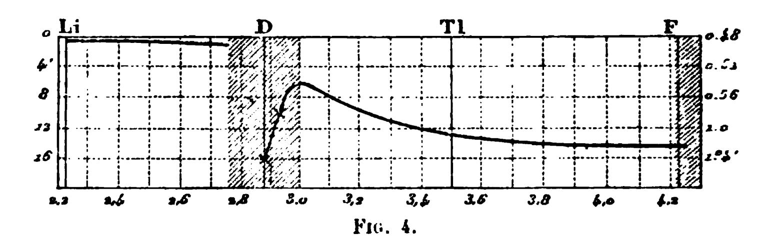


Fig. 4.

spectroscope, ainsi que je l'ai indiqué plus haut. La *fig.* 4 représente la marche du phénomène, à la même échelle que la *fig.* 3. On voit qu'ici la dispersion des axes se fait dans le sens contraire à celui du néodyme, ce qui exclut l'hypothèse d'une impureté. L'angle du plan des axes optiques avec l'axe vertical, qui, pour la lumière du lithium, est de 0°48', augmente jusqu'à 1°2'30" (raie F), en mettant à part la valeur anomale relative à la raie D (1°4'20").

[1] H. Dufet, *Sur la dispersion des axes d'élasticité optique dans les cristaux clinorhombiques* (*Bull. Soc. de Minér.*, t. X, p. 274 ; 1887).

BANC POUR LA PHOTOGRAPHIE STÉRÉOSCOPIQUE A COURTE DISTANCE. EFFETS DIVERS DE RELIEF STÉRÉOSCOPIQUE (1) ;

Par M. E. COLARDEAU.

Quand on exécute, à des distances de plus en plus faibles, la photographie stéréoscopique d'un objet avec un appareil binoculaire O_1O_2, construit d'après les données courantes, c'est-à-dire avec un appareil dont l'écart des objectifs est fixe et égal à celui des yeux (63 millimètres environ), on ne tarde pas à rencontrer une difficulté. Les images A_1, A_2 de la partie centrale A de l'objet visé [*fig.* 1 (*a*)] cessent de tomber sur les centres M_1, M_2 des parties de

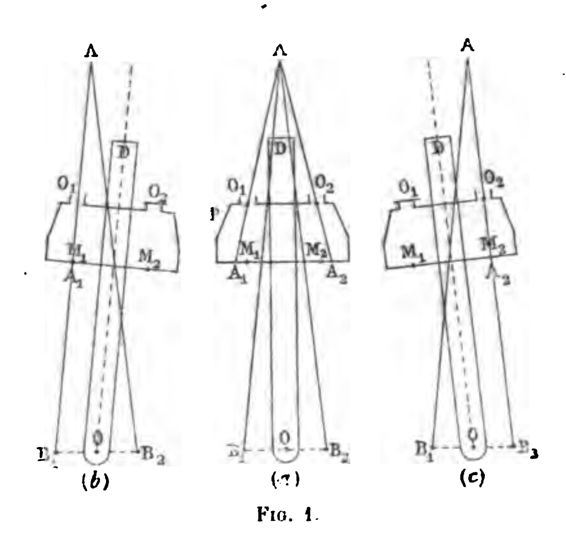


Fig. 1.

la plaque sensible où doivent s'imprimer les deux épreuves. Le point A_1 est décentré à gauche, tandis que A_2 l'est à droite. De sorte que l'une des épreuves contient surtout la moitié gauche du sujet, l'autre contenant surtout la moitié droite. La partie commune aux deux épreuves, la seule pour laquelle apparaît le relief, se réduit alors à une bande de plus en plus étroite à mesure que l'on opère de plus près. La largeur de cette bande peut même tomber à zéro, si

(1) Communication faite à la Société française de Physique, Séance du 7 mars 1902.

l'on opère à une distance suffisamment faible. On a alors une épreuve évidemment inutilisable au stéréoscope.

Même avant d'arriver à cette limite, on rencontre une autre difficulté. Dans le tirage de l'épreuve positive, qui nécessite, comme on sait, l'interversion des deux clichés droit et gauche, le décentrement des points A_1, A_2 subsiste, mais en sens contraire. La distance qui sépare les points A_1, A_2 sur cette épreuve devient plus faible que celle des yeux. De sorte que, quand cette photographie est placée dans un stéréoscope à lentilles convergentes, de foyer équivalent à celui de l'appareil photographique, les yeux doivent faire un effort de convergence d'autant plus grand que le décentrement est lui-même plus grand. Il en résulte une difficulté croissante, et même bientôt l'impossibilité d'obtenir la superposition stéréoscopique de la partie commune aux deux épreuves.

On pourrait songer, pour éviter cet inconvénient, à écarter l'une de l'autre, en sens contraires, les deux épreuves positives, de manière à augmenter la distance des points correspondants A_1, A_2 et, par suite, à diminuer l'effort de convergence des yeux. Mais cette manière d'opérer, outre qu'elle ne remédierait en rien à la première difficulté signalée, entraînerait dans la forme apparente de l'objet reconstitué une altération mise en évidence et étudiée en détail par M. Cazes(1). Cette altération consiste en une augmentation progressive de l'épaisseur apparente de l'objet, comparativement à ses dimensions transversales. Cette augmentation d'épaisseur s'exagérerait en même temps que les déplacements latéraux qu'on ferait subir aux images, et, par suite, à mesure que l'on opérerait plus près. On arriverait alors bientôt à avoir, aux courtes distances, des objets reconstitués paraissant avoir une épaisseur deux ou trois fois plus grande que leur épaisseur réelle, comparativement à leurs dimensions hauteur et largeur.

En résumé, par cette manière de faire, on aboutirait à un développement croissant du relief, qui deviendrait bientôt exagéré et inacceptable en pratique.

J'ai combiné un dispositif de banc optique qui, tout en corrigeant le premier défaut, permet d'atténuer également le second d'une manière systématique, de façon à donner un relief pratiquement satisfaisant.

---

(1) L. Cazes, *Stéréoscopie de précision*, p. 23; Pellin, éditeur, 21, rue de l'Odéon.

L'appareil photographique O_1O_2 est placé sur une réglette OD, le long de laquelle on peut le faire glisser, de manière à l'amener à telle distance que l'on veut du sujet A à photographier. Cette réglette peut tourner autour de son extrémité O. Orientons-la de manière que le centre du sujet A se trouve sur la ligne de symétrie de l'appareil (*fig.* 1, *a*), les images de A tomberont en A_1, A_2 ; nous aurons le décentrement des images indiqué plus haut. C'est ce décentrement qu'il s'agit de corriger.

Considérons, à droite et à gauche du point O, deux points B_1, B_2, placés symétriquement et séparés par une distance égale à celle des objectifs O_1, O_2. Tirons les lignes AB_1 et AB_2, et faisons tourner tout le système autour de O, de manière que l'objectif O_1 vienne sur la ligne AB_1. Cette position de l'appareil est représentée *fig.* 1 (*b*). On voit que l'image A_1, de A tombe maintenant au milieu M_1 de la partie gauche de la plaque sensible. Le sujet se retrouve donc centré, et cela quelle que soit la position de l'appareil le long de la réglette OD, puisque, quand on le fait glisser sur toute cette longueur, l'objectif O_1 reste sur la ligne AB_1. On fera donc une première pose à l'aide de l'objectif O_1, en ayant soin de masquer O_2.

Faisons ensuite tourner à nouveau tout le système autour de O, de manière à amener l'objectif O_2 sur la ligne AB_2 (*fig.* 1, *c*). Nous aurons, de même, l'image A_2 de A centrée au milieu M_2 de la plaque de droite. Nous ferons donc une seconde pose avec l'objectif O_2 en masquant O_1. Les deux images droite et gauche ainsi centrées seront alors optiquement superposables dans toute leur étendue, quand on les placera dans le stéréoscope. Cette superposition se fera facilement et sans efforts anormaux de convergence des yeux, puisque, grâce au déplacement de la plaque sensible d'une pose à l'autre, la distance des images correspondantes A_1, A_2, sur cette plaque, est devenue égale à la distance qui sépare les deux objectifs, c'est-à-dire les deux yeux.

Mais ce même déplacement entraînerait la déformation en profondeur de l'objet, indiquée plus haut, si l'écart des objectifs au moment des deux poses était resté égal à celui des yeux. Il suffit d'examiner la *fig.* 1 (*a*), pour voir qu'il n'en est pas ainsi. En effet, les deux objectifs O_1, O_2, au moment où on les utilise pour les deux poses, se trouvent respectivement sur les deux lignes AB_1, AB_2. Tout se passe donc comme s'ils avaient présenté, au moment de ces deux poses, un écart fictif égal à celui intercepté entre les deux

droites AB_1, AB_2, par la ligne O_1O_2. Cet écart est inférieur à O_1O_2. Toutes les autres conditions restant les mêmes, cet écart sera d'autant plus petit que le centre de rotation O de la réglette sera plus éloigné en arrière de l'appareil, puisque la longueur B_1 B_2 est constante et égale à O_1O_2. Si donc le point O est mobile le long de la réglette, on pourra, en déplaçant ce point, faire varier l'écart fictif des objectifs et, par suite, l'épaisseur apparente de l'objet reconstitué.

L'expérience montre que, quand on opère à la distance de 20 centimètres, par exemple, de l'objet à reproduire, avec un appareil tel qu'un vérascope (foyer des objectifs, 55 millimètres), on obtient une épreuve donnant, au stéréoscope, la sensation de l'épaisseur vraie de l'objet en éloignant le centre de rotation O à une distance considérable (1 à 2 mètres) en arrière de l'appareil. Si l'on donnait à la réglette OD cette même longueur, pour placer le centre de rotation O à son extrémité, on aurait un appareil très encombrant et difficile à manier. Grâce au dispositif qui va être décrit, on peut, tout en ne donnant à la réglette qu'une faible longueur, la faire tourner autour d'un centre fictif placé à telle distance que l'on veut en arrière de l'appareil et, par suite, obtenir, pour un objet donné et à une distance donnée, tous les degrés de relief que l'on désire.

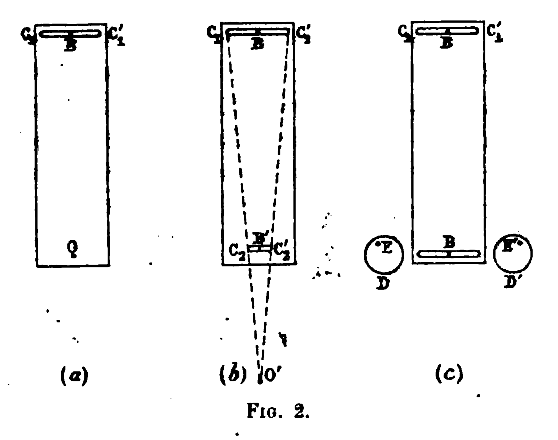


Fig. 2.

Soit OB la réglette (*fig.* 2, *a*), supposée débarrassée de l'appareil photographique, et O son centre de rotation. A l'extrémité opposée, elle porte une coulisse $C_1C'_1$, avec un buttoir intérieur B, qui permet de l'amener sans tâtonnements dans les positions voulues pour

effectuer les deux poses. Un coup d'œil jeté sur la *fig.* 1 permet de reconnaître immédiatement que la longueur de cette coulisse doit être pratiquement égale à la distance qui sépare les objectifs, si l'on suppose que l'objet A à photographier se trouve à l'extrémité même de la réglette. Admettons que la longueur de cette réglette soit jugée trop faible pour placer le point O à une distance suffisante, on remplacera ce point O par une deuxième coulisse $C_2C'_2$, plus courte que la première (*fig.* 2, *b*) et munie elle-même d'un buttoir intérieur B'. Si, pour faire les deux poses nécessaires, on a soin de pousser à fond les coulisses contre les buttoirs, alternativement à droite et à gauche, on voit (*fig.* 2, *b*) que tout se passera comme si la réglette avait tourné autour du point O'. Ce point sera d'autant plus éloigné que la longueur de $C_2C'_2$ sera plus voisine de celle de $C_1C'_1$.

Pour une longueur égale des deux coulisses, le point O' serait rejeté à l'infini. Le déplacement de l'appareil photographique, d'une pose à l'autre, deviendrait un simple déplacement transversal par translation, égal à la distance même des objectifs. Les deux épreuves droite et gauche seraient alors identiques et le relief nul.

En pratique, on donnera à la coulisse $C_2C'_2$ une longueur égale à celle de $C_1C'_1$, mais on limitera la course de l'extrémité postérieure de cette réglette à telle fraction que l'on voudra de cette longueur. J'ai adopté pour cela deux disques DD' tournant autour des deux points excentriques E, E', et pouvant se fixer, à l'aide de vis de pression, dans telle position que l'on veut autour de ces deux points. L'intervalle qu'ils laissent entre eux varie avec cette position des disques ; par suite, le déplacement de l'extrémité postérieure de la réglette se trouve limité à telle valeur que l'on désire.

C'est donc par le déplacement de ces disques D, D' que l'on obtiendra, pour l'objet photographié, tel degré de relief que l'on jugera convenable. J'ai pris, de cette manière, une série de dix épreuves d'un même mouvement de montre, photographié à la distance de 15 centimètres avec des positions du point O variables depuis l'infini jusqu'à la ligne O_1O_2 elle-même, c'est-à-dire avec un écart des objectifs variable depuis zéro jusqu'à la distance même qui les sépare sur la chambre noire (63 millimètres). Ces épreuves, examinées chacune à leur tour, donnent l'illusion d'une montre qui, tout en conservant un diamètre constant, prendrait une épaisseur variable de zéro à plusieurs centimètres. Parmi ces épreuves, l'une

donne l'illusion correcte de l'épaisseur réelle de la montre : c'est celle qui a été prise pour une position du centre de rotation O placée à $1^m,50$ en arrière de l'appareil. Cela correspond à un écart fictif des objectifs égal à 6 millimètres environ.

Si l'on se reporte à la *fig.* 1, on voit que, dans le déplacement qu'on donne à tout le système pour faire travailler, chacun à leur tour, les deux objectifs, la plaque sensible ne reste pas parallèle à elle-même : sa direction varie d'un angle égal à celui des deux droites (AB_1), (AB_2). Quand on utilise les épreuves au stéréoscope, elles se retrouvent alors dans le même plan. M. Cazes [1] a étudié également en détail l'influence que peut avoir cette rotation du plan des épreuves autour d'un axe vertical ; il a montré qu'elle doit nuire à la reconstitution stéréoscopique de l'objet. Mais, en fait, nos yeux possèdent à ce point de vue, comme à beaucoup d'autres, une assez large latitude de fonctionnement, grâce à laquelle le défaut en question peut être considéré comme pratiquement nul entre certaines limites. Dans l'exemple cité plus haut, l'angle que font entre eux les plans des deux épreuves, c'est-à-dire l'angle B_1AB_2, est de 4 à 5° seulement. Cet angle est bien au-dessous de la limite pour laquelle le défaut serait appréciable, dans les conditions où j'ai utilisé pratiquement le banc optique en question (faible épaisseur des objets photographiés, champ modéré, etc.), et on obtient encore de bonnes images stéréoscopiques pour une valeur trois à quatre fois plus grande de cet angle.

Illusion cinématographique dérivée d'un effet de relief stéréoscopique variable. — Nous avons vu plus haut que, par la simple manœuvre des deux disques D, D′, on peut obtenir une série de photographies d'un même objet présentant, au stéréoscope, une épaisseur apparente systématiquement croissante. Supposons qu'on examine toutes ces épreuves les unes après les autres, en les faisant défiler rapidement dans un cinématographe binoculaire : on devra avoir l'illusion de la déformation continue, et d'avant en arrière, de l'objet. J'ai construit un appareil cinématographique qui m'a permis de vérifier que le résultat est bien celui prévu. Remarquons que ce résultat est très différent de celui réalisé par les cinématographes ordinaires, puisqu'on a ici l'illusion du mouvement en profondeur, tandis que les cinématographes courants donnent seulement l'illusion de ce

(1) L. Cazes, *Stéréoscopie de précision*, p. 27.

mouvement dans les directions transversales hauteur et largeur.

Comparaison entre l'observation d'une épreuve photographique à l'œil nu et son observation par l'intermédiaire d'un stéréoscope. — Dans les expériences précédentes, j'ai eu souvent l'occasion de comparer avec soin et en détail l'effet produit par la contemplation directe de l'objet lui-même à celui obtenu par l'observation de ses photographies, soit à l'œil nu, soit à l'aide du stéréoscope. Cela m'a permis de relever fréquemment une particularité que l'on a déjà signalée comme un défaut de la représentation graphique d'un objet par la photographie simple. J'ai été alors amené à opérer dans des conditions donnant, d'une manière intense, le défaut en question.

Supposons que l'on photographie simultanément plusieurs objets *semblables* géométriquement, mais *de grandeurs différentes*, en les plaçant à des distances de l'appareil qui soient entre elles comme les rapports de similitude de ces objets. Ils seront tous vus sous le même angle par l'objectif photographique. Ils se trouveront alors tous reproduits sur la plaque sensible avec des grandeurs identiques. Si l'on examine directement à l'œil nu cette épreuve plane et si l'on n'a pas de termes accessoires de comparaison, on jugera *identiques* en dimensions ces objets *qui ne sont que semblables*. L'aspect de l'épreuve sera absolument faux, comparativement à la réalité.

Admettons maintenant que l'épreuve ait été prise en double avec un appareil stéréoscopique, et que nous l'examinions au stéréoscope. Grâce à la sensation de profondeur donnée par cet appareil et à la variation de l'angle de convergence des yeux quand on passera de l'examen de l'objet le plus rapproché A à celui du plus éloigné Z, on reconstituera la vérité. On continuera bien à voir Z sous le même angle que A ; mais, comme la vision stéréoscopique fera sentir que Z est plus loin que A, on le jugera par là même de dimensions plus grandes. Cet effet se produit avec une telle intensité que, pour rendre l'impression éprouvée dans ce cas, on doit dire que le stéréoscope *fait réellement voir Z plus grand que* A, malgré l'identité de dimensions de ses images rétiniennes et de celles de l'objet le plus proche.

La *fig.* 3 représente trois flacons photographiés dans ces conditions. Ils paraissent identiques et rangés côte à côte, à la même distance de l'observateur, à tel point que, si l'on n'était pas prévenu, on ne songerait pas à mettre en doute la sincérité des trois étiquettes qui attribuent aux trois flacons la même contenance de 1 litre.

Cependant, leurs contenances réelles sont respectivement 2 litres, 1 litre et 580 centimètres cubes. L'observation stéréoscopique de cette photographie n'étant guère possible ici pour le lecteur, je n'ai fait figurer que l'épreuve de l'œil gauche, et j'ai remplacé celle de



Fig. 3.



Fig. 3 *bis*.

l'œil droit par la *fig.* 3 *bis*, qui montre les mêmes objets photographiés en les plaçant, cette fois, côte à côte et à la même distance de l'appareil. On les voit alors avec leurs rapports réels de grandeurs.

L'examen stéréoscopique de la *fig.* 3 donne la sensation de ces rapports réels de grandeurs, d'une manière aussi parfaite que l'examen de la *fig.* 3 *bis* à l'œil nu ; mais les trois flacons apparaissent alors en même temps, en perspective, à des distances différentes de l'observateur.





Fig. 4.



Fig. 4 *bis*.

La *fig.* 4 montre, d'une manière plus complète, l'inexactitude

d'aspect d'une photographie faite dans des conditions analogues. Elle contient deux types d'objets (flacons et verres). Sur cette épreuve, on juge les trois flacons identiques en dimensions et les trois verres inégaux, alors que c'est précisément l'inverse qui est vrai ; la *fig.* 4 *bis*, qui correspond à 4 comme 3 *bis* correspondait à 3, montre ces rapports de grandeurs réelles.

Enfin, la *fig.* 5 exagère encore l'inexactitude d'aspect donnée par la photographie plane, en laissant croire la plus grosse celle des deux sphères qui, en réalité, est la plus petite. On voit encore en 5 *bis* le rapport exact des dimensions des deux sphères, dont l'une (celle de gauche) a un diamètre de 24 centimètres, tandis que le diamètre de celle de droite est de 8^{cm},5 seulement. Mais l'examen de l'épreuve 5 au stéréoscope fait sentir que la plus grosse des deux sphères est trois fois plus éloignée que l'autre.



Fig. 5.



Fig. 5 *bis*.

Comme conséquence de ces faits, on est amené à mettre en doute, pour un certain nombre de cas, la légitimité d'une méthode adoptée généralement dans les cours de dessin, et qui consiste à prendre à bras tendu et avec une réglette graduée, les mesures des dimensions relatives des divers objets à faire figurer sur le dessin. Il est clair qu'un dessin fait dans ces conditions, bien que géométriquement exact au point de vue de la perspective, comme le serait une photographie, pourra présenter néanmoins un aspect faux par rapport à la réalité.

J'ai cherché à vérifier expérimentalement cette conséquence, en faisant exécuter par deux dessinateurs non prévenus à l'avance des dessins d'objets empruntés à la *fig.* 4 (deux flacons inégaux et

deux verres égaux). Après avoir installé le premier de ces dessinateurs à l'endroit même où était placé l'appareil photographique, je l'ai prié de prendre, à bras tendu, les mesures des dimensions des objets placés devant lui, et de traduire le résultat aussi fidèlement que possible sur le papier. J'ai prié, au contraire, le second (qui, naturellement, n'avait pas été prévenu de ce qu'avait fait le premier) de ne prendre aucune mesure, mais de chercher à bien se rendre compte de la forme et des dimensions des objets, par leur simple examen à distance, et de traduire le résultat sur le papier, de manière que le dessin donne la meilleure traduction possible des objets

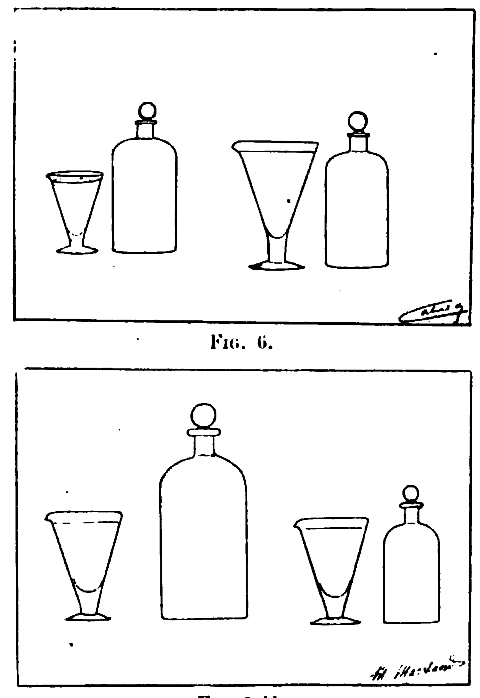


Fig. 6.

Fig. 6 *bis*.

véritables. Les *fig.* 6 et 6 *bis* montrent les deux dessins faits dans ces conditions. On voit que le résultat est bien le même que celui que donnent les photographies 4 et 4 *bis*. Le dessin 6, exécuté d'après des mesures, est précisément celui qui a un aspect faux par rapport à la réalité.

La conclusion de ceci paraît donc être que, lorsqu'on aura à des-

siner, d'après nature, un sujet dans lequel la perspective jouera un rôle important, et dans lequel des objets figureront, les uns dans des premiers plans très rapprochés, les autres dans des arrière-plans très éloignés, il ne faudra pas croire qu'on obtiendra nécessairement le meilleur effet possible en traduisant strictement les résultats donnés par les mesures. Il pourra y avoir intérêt à diminuer les résultats des mesures faites sur les premiers plans, et à forcer, au contraire, ceux des mesures faites sur les derniers plans. A cet égard, la photographie pourrait être très utile aux peintres et aux dessinateurs, dans les cas embarrassants, en leur montrant immédiatement si l'épreuve photographique, prise du point de vue choisi, a un aspect assez peu correct pour qu'il y ait lieu d'appliquer des rectifications dans le sens qui vient d'être indiqué.

Il n'est pas difficile, d'ailleurs, de s'assurer, sur des tableaux faits par des peintres de talent, que des rectifications de ce genre ont été faites, sciemment ou non, par eux, dans l'exécution de ces tableaux.

Les contradictions et inexactitudes relevées sur les épreuves des *fig.* 3, 4 et 5 mettent finalement en évidence, avec une grande intensité, ce fait déjà signalé bien souvent : *Dans la photographie plane, l'importance des premiers plans, au point de vue de la dimension des objets qui y figurent, est fortement augmentée au détriment de celle des derniers plans, qui est fortement diminuée. La vision stéréoscopique rectifie ces défauts et rend naturelle une image qui, examinée à l'œil nu, serait inacceptable.*

Dans une collection quelconque d'épreuves stéréoscopiques, on en trouve qui, vues à l'œil nu, montrent des objets peu intéressants du premier plan qui envahissent la moitié de la surface totale de l'image, tandis que les derniers plans, qui contiennent la partie intéressante du sujet, passent à peu près inaperçus, à cause de la dimension trop restreinte de leur image. Avec le stéréoscope, l'aspect de ces épreuves est tout à fait transformé ; spontanément, l'œil néglige les premiers plans pour aller chercher, au fond de l'épreuve, les particularités intéressantes du dernier plan. Ce fait est bien connu de tous ceux qui s'occupent de stéréoscopie.

Il est un autre genre d'inexactitude que le stéréoscope peut corriger dans une épreuve photographique : c'est celle qui est due à une inclinaison très prononcée de l'axe de l'appareil, soit vers le haut quand on prend une vue d'un monument élevé, soit vers le bas quand on prend une vue plongeante.

Soit AB (*fig.* 7) le sujet à photographier, que nous supposons rectangulaire, et O l'objectif placé à un niveau peu élevé au-dessus de la base B du monument. Si l'axe de l'appareil photographique est orienté dans la direction horizontale, la plaque sensible sera verticale, c'est-à-dire parallèle au monument AB. L'image de AB formée en A_1B_1 sera rectangulaire, comme le sujet lui-même, ainsi qu'on le reconnaît immédiatement à la seule inspection de la *fig.* 7. Si l'on regarde l'épreuve de face, comme en $A'_1B'_1$, on aura une impression correcte qui sera celle d'un monument rectangulaire vertical, semblable au sujet.

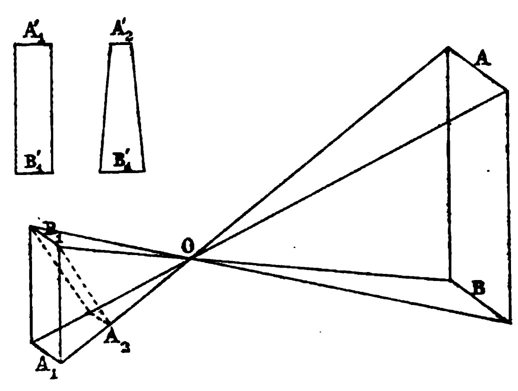


Fig. 7.

Supposons, au contraire, qu'on dirige l'axe de l'appareil photographique vers le haut, comme on le fait souvent pour comprendre tout le sujet dans le champ de la plaque sensible. Alors l'orientation de cette plaque changera : elle cessera d'être verticale et, par suite, parallèle au sujet AB. Elle se présentera dans une direction inclinée, telle que B_1A_2. La *fig.* 7 en montre que, sur cette plaque sensible, la dimension A_2 de l'image de A sera maintenant plus petite que celle de B_1, image de B. L'image définitive du monument ne sera plus rectangulaire comme tout à l'heure ; elle sera rétrécie vers le haut, et, vue de face, elle aura la forme du trapèze $A'_2B'_1$. Lorsqu'on regardera cette image, et qu'on l'interprétera en perspective comme un dessin quelconque, on n'aura pas l'illusion d'un objet vertical de forme trapézoïdale, mais bien celle d'un objet rectangulaire se renversant en arrière, et paraissant couché sur un plan incliné. On trouve bien cet effet sur la *fig.* 8, dans laquelle le sujet

choisi se rapproche, autant que possible, de la forme théorique rectangulaire imaginée pour l'explication précédente. C'est précisément pour éviter ce défaut qu'on applique aux objectifs des appareils photographiques le dispositif bien connu sous le nom de décentrement, qui permet de faire entrer tout le sujet dans le champ de l'appareil, tout en laissant la plaque sensible verticale.



Fig. 8.

D'autre part, lorsqu'on examine directement à l'œil nu un monument élevé, au pied duquel on se trouve placé, il est nécessaire de diriger vers le haut les axes des yeux pour le voir en entier. La direction de la rétine au fond de l'œil cesse alors d'être verticale, et la forme de l'image rétinienne, au lieu d'être rectangulaire, devient trapézoïdale, comme dans le cas précédent. Malgré cela, on n'a pas l'illusion du renversement du monument en arrière; on le voit vertical. Il faut donc admettre qu'il y a là une question d'éducation de l'œil, en vertu de laquelle nous établissons instinctivement, par le fait d'une longue habitude, et même sans nous en rendre compte, une corrélation entre le degré d'inclinaison de notre rétine dans l'espace, par rapport à la verticale, et la forme trapézoïdale plus ou moins accusée de l'image rétinienne. Quand les deux termes entre lesquels nous établissons cette corrélation par l'habitude et l'éducation se correspondent, nous avons la sensation correcte de la verticalité de l'objet. Si, au contraire, ces deux termes sont en discordance, l'objet paraît incliné sur la verticale.

Si cette manière de voir est exacte, on devra, en plaçant la pho-

tographie trapézoïdale de l'objet dans un stéréoscope, continuer à voir cet objet incliné en arrière, si l'on dirige horizontalement l'axe du stéréoscope. Mais, si on le dirige peu à peu vers le haut, de manière que la direction de la rétine suive le même mouvement, il arrivera un instant où la direction de cette rétine dans l'espace sera précisément celle qu'il aurait fallu lui donner pour obtenir, en regardant l'objet lui-même, les deux images rétiniennes que le stéréoscope en donne à ce moment. La corrélation entre les deux termes variables dont je viens de parler existera alors, et on devra retrouver la sensation de la verticalité de l'objet. Si l'on dépasse cette inclinaison, le sujet devra sembler se renverser en avant. L'expérience montre que c'est bien ainsi que les choses se passent. M. Richard a fait remarquer depuis longtemps que les épreuves obtenues dans les conditions qui viennent d'être expliquées, par un appareil stéréoscopique (vérascope, par exemple), ont un aspect invraisemblable et inacceptable quand on les regarde directement à l'œil nu, en les tenant verticalement. Leur observation dans un stéréoscope n'améliore pas leur aspect, si on laisse l'axe de l'instrument horizontal; mais, si on le dirige peu à peu vers le haut, on voit l'objet se redresser pour devenir vertical quand on atteint le degré d'inclinaison voulu.

J'ai fait de nombreuses expériences, dans des conditions variées et avec des angles d'inclinaison allant jusqu'à 70° sur la verticale, pour m'assurer que c'est bien lorsque l'inclinaison du stéréoscope est identique à celle de l'appareil photographique qu'on retrouve la meilleure sensation de la verticalité de l'objet. J'ai adapté à l'appareil photographique, d'une part, et au stéréoscope, d'autre part, un cercle gradué qui permet de mesurer leurs inclinaisons. En inclinant le stéréoscope sous le même angle que l'appareil photographique, on a l'objet reconstitué avec sa véritable position dans l'espace. Une inclinaison plus grande ou plus faible fait paraître, au contraire, l'objet reconstitué incliné en avant ou en arrière. On peut même, à l'aide de l'instrument muni de son cercle gradué, retrouver ainsi instinctivement, et avec une approximation de quelques degrés, l'angle sous lequel était incliné l'appareil photographique, lorsque l'épreuve a été prise. La sensation de la verticalité de l'objet reconstitué pour une inclinaison convenable du stéréoscope est alors assez nette pour que l'expérience réussisse très bien, même quand elle est réalisée par une personne n'ayant jamais vu, dans la réalité, l'objet lui-même.

SUR UNE BALANCE TRÈS SENSIBLE, SANS COUTEAU. SES APPLICATIONS A DIVERSES MESURES ÉLECTRIQUES;

Par M. V. CRÉMIEU.

Dans les balances à couteau, la sensibilité se trouve limitée par les conditions mécaniques bien connues. Toutefois, la théorie habituelle suppose que l'oscillation du fléau se fait autour d'une ligne géométrique, à laquelle on assimile l'arête du couteau.

Cette condition n'est jamais réalisée dans la pratique. Quels que soient la dureté de la substance qui forme le couteau et les soins apportés à la tailler, il y a entre lui et sa chape une surface de contact et, par suite, dans les oscillations, un frottement de roulement.

Il y a donc inévitablement un frottement au départ qui vient diminuer la sensibilité de la balance; les plus légères poussières augmentent ce frottement dans d'assez grandes proportions.

De plus, on a constaté que, entre deux pesées successives, la surface d'oscillation du couteau ne reste jamais comparable à elle-même. Les travaux de M. Poynting sur la gravitation ont nettement mis en lumière tous les inconvénients qui peuvent résulter de ce défaut de constance.

En fait, avec les meilleures balances, pesant de très faibles poids, on ne peut évaluer plus du centième de milligramme; avec les méthodes optiques d'observation, on peut aller un peu plus loin, mais c'est aux dépens de la *certitude* du résultat.

J'ai pensé qu'on pourrait dépasser beaucoup les sensibilités habituelles en supprimant justement la cause qui les limite, c'est-à-dire le frottement du couteau sur son support.

Il suffit pour cela de supprimer le couteau lui-même et de faire supporter le fléau par un fil de très faible torsion. La force portante des fils métalliques fins est très grande, et on verra facilement que, toutes choses égales d'ailleurs, la torsion d'un fil donné sera négligeable vis-à-vis de la sensibilité de la balance que ce fil pourrait supporter.

J'ai appliqué ce principe à la construction de balances extrêmement légères (10 à 12 grammes en tout), qui m'ont fourni des résultats remarquables au point de vue de la sensibilité.

La légèreté de ces balances m'a permis d'utiliser le fil le plus

admirable que la nature nous fournisse, le fil de cocon. On sait que ces fils, dont un seul peut porter 7 à 8 grammes, mesurent environ 1/30ᵉ de millimètre de diamètre et ont un couple de torsion négligeable (1/100ᵉ de celui d'un fil d'argent de même diamètre).

Ils jouissent encore d'une autre propriété précieuse : ils se comportent plutôt comme un fluide visqueux que comme un solide élastique. On sait qu'une balance de torsion supportée par un fil de cocon n'a pas de zéro défini et reste en équilibre indifférent dans un angle assez étendu.

Il en résulte que les petites balances dont le fléau sera porté par un de ces fils, mais qui oscilleront sous l'action d'autres forces que celles de sa torsion, seront amorties par cette viscosité de leur support, sans que leur sensibilité se trouve en rien diminuée.

Les organes de la balance. — La balance se compose des organes suivants : sur une chape de laiton CC (*fig.* 1), on a fixé aux extrémités BB deux petits cylindres lisses g, g, et deux cylindres v, v, filetés à un pas très fin ; ces quatre cylindres peuvent tourner à frottement doux dans la chape.

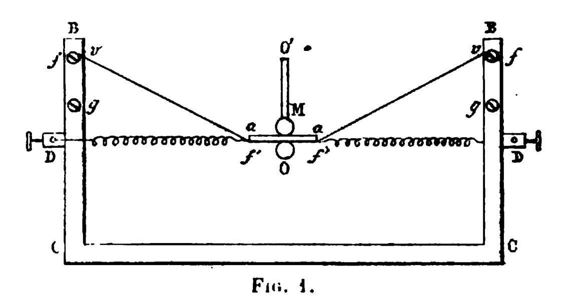


Fig. 1.

Les extrémités f, f de chacun des brins de cocon ff', ff', sont collées avec un peu de cire sur les cylindres g, g ; les brins passent dans un des filets des vis v, v et viennent s'attacher, en f', f', aux extrémités d'une plaquette métallique aa. On voit qu'en agissant sur les pièces g, g, on réglera la longueur des brins, et, sur les pièces v, v, la direction du plan vertical de ces brins et, par suite, la direction de la pièce aa.

Celle-ci porte un tube métallique très léger O, représenté en coupe sur la *fig.* 1 et fixé de façon que le milieu de sa longueur coïncide avec le plan $ff'f'f$. Un tube OO', vertical, supporte un hau-

ban de fil de platine, dont les extrémités sont attachées à celles du tube O. Ce hauban donne à l'ensemble du fléau ainsi constitué une rigidité suffisante. De plus, en réglant sa tension avec un écrou convenable, on peut, grâce à la flexibilité du tube O, régler la position des extrémités de ce tube par rapport à la ligne d'oscillation. On a ainsi le moyen de régler la sensibilité de la balance.

Enfin, le tube OO′ porte un miroir M, qui permet de suivre les déplacements du fléau.

J'ai pu construire des fléaux de ce genre, dont le poids était de 1 gramme à $1^{gr},5$ pour des longueurs de 20 à 40 centimètres.

La meilleure longueur des brins de cocon paraît être obtenue quand leur angle est voisin de 120°. Dans cette position, ils ont encore toute leur force portante et, d'autre part, le moment de leur tension sur les extrémités de *aa* assure à la direction de cette pièce une stabilité suffisante pour éviter les ballottements du fléau autour d'un axe vertical.

Premier mode de pesée. — Pour agir sur un fléau de ce genre, on ne pouvait songer aux moyens habituels. Le maniement des poids ou de cavaliers aurait été trop délicat.

Mais il est facile de produire de faibles forces, réglables à distance, avec une grande précision. Il suffit d'utiliser les actions électromagnétiques entre un aimant fixé au fléau et une bobine fixe.

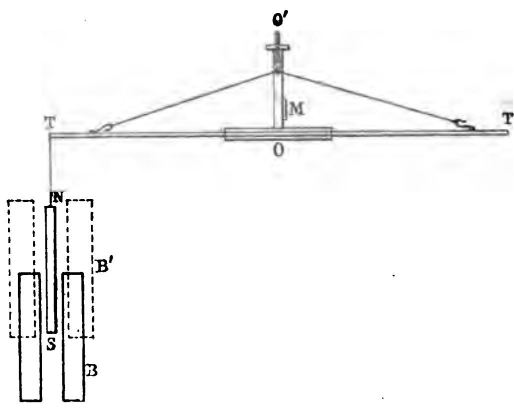


Fig. 2.

Supposons un aimant permanent tel que NS (*fig.* 2) fixé à une des extrémités du fléau. Nous placerons une bobine cylindrique B, pré-

sentant une âme creuse de diamètre légèrement supérieur à celui de l'aimant, de façon que le centre de cette bobine soit un peu au-dessous du pôle inférieur de l'aimant.

Si nous envoyons un courant dans la bobine, elle tendra à avaler ou à chasser l'aimant suivant le sens du courant. La force électromagnétique sera multipliée par le pôle de l'aimant, ce qui permettra d'envoyer des courants assez faibles, d'une part; d'autre part, d'évaluer de plus faibles variations des valeurs de ce courant.

Au lieu de poids, on aura une boîte de résistance et une source électrique constante, un accumulateur, par exemple.

Pour étalonner l'appareil, il suffira de placer à l'autre extrémité du fléau un poids connu, et de chercher le courant qu'il faut envoyer dans la bobine pour équilibrer ce poids.

Pour connaître alors le poids d'un objet quelconque, on le placera dans le plateau ; le rapport du courant nécessaire pour équilibrer ce corps au courant étalon donnera la valeur du poids.

Il est certain qu'on ne pourrait pas employer cette méthode pour des poids considérables, ni même pour des pesées courantes. Mais on voit de suite tous les avantages qu'on en pourra tirer pour suivre les variations de poids d'un corps déterminé.

Deuxième mode de pesée. — S'il s'agit de forces qui tendent toujours à soulever l'aimant NS, le courant destiné à les compenser donnera un champ qui tendra à réaimanter l'aimant mobile; si celui-ci a déjà une bonne aimantation permanente, celle-ci variera peu pour de faibles valeurs du champ. L'appareil restera donc assez longtemps comparable à lui-même. Pratiquement, des étalonnages ne seront pas trop souvent nécessaires.

Mais on a fréquemment besoin de mesurer des forces renversables; par exemple, on pourrait avoir à suivre les variations d'un corps de poids sensiblement égal à celui de l'aimant mobile, et pouvant diminuer.

Dans ce second cas, le courant dans la bobine devrait tendre à repousser l'aimant mobile. Le champ aurait alors pour effet de démagnétiser l'aimant. La pratique m'a montré que cette démagnétisation pouvait être assez rapide, au cours d'une seule série de mesures.

Enfin, on peut avoir à utiliser ces balances pour évaluer des forces dont la loi de variation n'est pas la même que celle qui régit le couple de stabilité d'une balance :

On sait que celui-ci est de la forme

$$K \tang \alpha,$$

K étant une constante qui dépend de chaque appareil, α l'angle de déviation du fléau.

Pour de faibles angles, les forces qu'on opposera à celles qu'on veut mesurer varieront à peu près comme l'angle de déviation.

Supposons que les forces à mesurer soient des attractions électrostatiques. Elles sont de la forme $\frac{mm'}{r^2}$, et leur loi de variation est celle du cube des distances. Il est facile de voir que cette variation sera bien plus rapide que celle des forces antagonistes et qu'on ne pourra avoir, dans des limites assez grandes, que des positions d'équilibre instable.

C'est là, en particulier, un des inconvénients les plus graves des électromètres absolus.

Or ces deux ordres d'inconvénients peuvent être évités par un artifice très simple.

Prenons (*fig.* 2) une bobine fine B′, de longueur légèrement supérieure à celle de l'aimant mobile, et plaçons-la de façon que son centre coïncide avec celui de l'aimant, lorsque la balance est en suspension, le fléau horizontal. Si on envoie, alors, un courant dans la bobine de façon que le champ de celle-ci soit de même sens que celui de l'aimant, on sait que celui-ci aura une position d'équilibre stable. S'il tend à s'en écarter, la force qui l'y rappelle varie comme l'angle sous lequel la face de la bobine est vue du pôle de l'aimant, c'est-à-dire à peu près comme le cube de la distance. L'ordre de stabilité est donc le même que l'ordre d'instabilité de deux corps qui s'attirent suivant la loi de Newton.

On voit, de plus, que, dans cette disposition, le champ de la bobine tendra toujours à réaimanter l'aimant.

Ici l'étalonnage sera un peu différent du précédent; les forces qui agissent dans la position d'équilibre ont en effet une résultante nulle.

On opérera de la manière suivante :

Le zéro sera préalablement déterminé par la position de l'image du miroir lorsqu'un courant quelconque envoyé dans la bobine ne modifiera pas cette position. On mettra alors, à l'extrémité opposée du fléau, un poids connu; on aura une déviation et on cherchera la valeur du courant nécessaire pour réduire cette déviation à une

valeur donnée, 10 millimètres par exemple. Les forces seront alors mesurées par le rapport entre ce courant étalon et celui qui sera nécessaire pour que la déviation due aux forces inconnues se réduise à 10 millimètres à partir du même zéro.

En pratique, il y a avantage à prendre une bobine en deux parties, dont la longueur soit réglable. On arrive ainsi plus facilement à faire coïncider la position d'équilibre naturel du fléau avec la position d'équilibre de l'aimant pour un courant quelconque qui parcourt la bobine fixe.

Application à un galvanomètre, électrodynamomètre. — J'ai utilisé des balances comme celles que je viens de décrire pour des mesures électriques.

En premier lieu, on peut les monter comme galvanomètre. Il suffit pour cela d'attacher aux extrémités du fléau deux aimants de poids égaux, suspendus par des fils métalliques fins fixés suivant leur axe. Un petit cavalier placé sur le fléau permet d'obtenir un réglage suffisant de l'horizontalité du fléau.

Chaque aimant se déplacera dans l'axe d'une bobine fixe.

On pourra disposer l'appareil de façon que les actions des bobines s'ajoutent ; on pourra aussi le faire fonctionner comme différentiel en faisant agir les bobines en sens inverse l'une de l'autre.

On voit de suite que ce galvanomètre sera parfaitement astatique.

Si on substitue aux aimants mobiles deux petites bobines de mêmes dimensions, on aura un électrodynamomètre.

Dans ce cas, l'arrivée du courant dans les bobines mobiles peut se faire très simplement. On fait deux ressorts à boudin de faible diamètre chacun avec 50 centimètres environ de fil d'argent de 1/30 de millimètre. On fixe une extrémité de chaque boudin dans une borne isolée D (*fig.* 1), placée un peu en dessous des points d'attache des fils de cocon qui supportent la balance. Les autres extrémités sont reliées sur l'axe du fléau, aux bouts de deux brins de fil métallique à garniture isolante qui courent le long de ce fléau. Ces deux fils sont pris, d'autre part, dans de petites pinces de platine, où s'attache une des extrémités des fils des bobines mobiles.

On voit alors que le courant pénétrant par un des boudins longera le fléau, parcourra une des bobines mobiles, en sortira par le fil de suspension, suivra le fléau pour aller parcourir la seconde bobine, d'où il sortira par le second fil et le second boudin.

La torsion des boudins de fil d'argent peut être rendue aussi faible qu'on veut; il suffit d'en prendre une longueur suffisante.

Cet électrodynamomètre peut fonctionner aussi comme différentiel.

Avec un fléau de 20 centimètres de longueur, pesant $1^{gr},2$ avec tous ses accessoires, j'ai obtenu ainsi un galvanomètre sensible à 10^{-9} ampère et un électrodynamomètre sensible à 10^{-5} ampère en courant continu.

Les aimants pèsent environ 3 grammes chacun. Leur moment magnétique est voisin de 50.

Les bobines pèsent 2 grammes et portent 200 tours de fil par unité de longueur.

Quant aux bobines fixes, il est bon d'en avoir deux ou trois paires de résistances variables, suivant les mesures à effectuer.

Application à un électromètre absolu. — J'ai appliqué à la construction d'un électromètre absolu le double avantage de la sensibilité de ces balances et de la seconde méthode de pesée.

Une des extrémités du fléau porte un aimant mobile au centre d'une bobine fixée de façon que son centre coïncide avec celui de l'aimant.

L'autre extrémité supporte, par un fil métallique fin, un petit plateau circulaire d'aluminium de 2 millimètres d'épaisseur et de 3 centimètres de diamètre.

L'horizontalité de ce plateau est obtenue en le suspendant à l'aide d'une tige cylindrique fixée à son centre et avec l'axe de laquelle coïncide le fil de suspension.

La mise au sol est obtenue à l'aide d'un petit boudin de fil d'argent fixé sur l'axe du fléau.

Le plateau mobile se déplace au centre d'un anneau de garde, et en face d'un plateau horizontal, isolé, de hauteur réglable. Ce plateau est monté sur un genou qui permet de le rendre parallèle à l'anneau de garde et au plateau mobile.

Les poids du plateau et de l'aimant mobile sont sensiblement égaux, et on achève le réglage avec un cavalier placé sur le fléau.

Cet appareil permet de mesurer 2 volts en valeur absolue.

La distance entre les deux plateaux peut varier de 0 à 28 millimètres.

Il est bon d'avoir plusieurs séries de bobines et même deux plateaux mobiles et deux anneaux de garde, les forces électrostatiques deve-

nant trop considérables pour un plateau de 3 centimètres de diamètre, quand on arrive à des voltages élevés.

En substituant à l'aimant une bobine mobile disposée comme dans l'électrodynamomètre, on pourrait utiliser cet électromètre pour déterminer la valeur du rapport des unités électriques par la méthode de Maxwell, mais avec des positions d'équilibre stable.

CHR. JENSEN. — Kurzer Ueberblick über die Thatsachen und Theorien auf dem Gebiete der atmosphärischen Polarisation (Court aperçu sur les faits et théories relatifs à la polarisation atmosphérique). — *Meteorologische Zeitschrift*, décembre 1901, p. 546-558.

Conférence faite au 73e Congrès des naturalistes et médecins allemands à Hambourg. L'auteur y fait une revue des divers travaux, sur la polarisation atmosphérique publiés, depuis la découverte du phénomène par Arago ; malheureusement, aucune référence bibliographique n'a été ajoutée au texte de la conférence.

L'auteur indique (p. 547) qu'il a fait lui-même, depuis quelques années un grand nombre de mesures de la polarisation de la région zénithale du ciel. Cette polarisation était dirigée dans le plan vertical du soleil, passait par un minimum un peu après midi (vers deux heures) et par un maximum le soir (1) ; la différence entre le maximum et le minimum diurne de la polarisation était plus grande en été qu'en hiver.

Signalons en particulier (p. 554) la critique des travaux de Spring d'après les travaux de Pernter. Il n'est pas possible d'expliquer, comme Spring cherche à le faire, le bleu du ciel par une couleur propre de l'atmosphère ; les expériences de Pernter sur la polarisation de la lumière diffusée par un milieu trouble (dissolution alcoolique de mastic versée dans l'eau) viennent, au contraire, à l'appui de la théorie de Tyndall et de lord Rayleigh, qui explique l'origine de la lumière bleue du ciel par la diffusion de la lumière solaire sur des particules invisibles au microscope.

En terminant, l'auteur recommande aux météorologistes d'examiner le ciel au polariscope : il a très fréquemment constaté qu'une altéra-

(1) A rapprocher des résultats obtenus au mont Ventoux par A. CROVA (*Ann. de Chim. et de Phys.*, 6e série, t. XXI, p. 203 ; 1890).

tion de la polarisation atmosphérique était en avance sur une perturbation de l'atmosphère ; par exemple, une heure ou deux après le premier changement de la polarisation, un ciel jusqu'alors parfaitement serein se trouvait surchargé de nuages. G. Sagnac.

Tullio GNESOTTO. — Considerazioni e Ricerche intorno all'anomalia della resistanza elettrica delle soluzioni acquose in prossimite dei 4° (Considérations et expériences sur l'anomalie de la résistance électrique des solutions aqueuses au voisinage de 4°). — *Atti del Reale Instituto Veneto di scienze, lettere ed arti* ; t. LIX, seconde partie, p. 987 à 1006 ; 1900.

Dans un travail récent, Pacher a prouvé l'existence d'anomalies dans les variations du coefficient de frottement de l'eau dans le voisinage de la température de 4°. Ses résultats venaient confirmer un ancien travail de Lussana (juin 1893) sur les variations du coefficient de température de la résistance électrique des solutions aqueuses dans le voisinage du maximum de densité. Les expériences de Deguisne ne conduisent pas aux mêmes conclusions. Après avoir discuté les résultats de ses devanciers, l'auteur décrit ses propres mesures. Il a employé, comme Lussana, la méthode de Kohlrausch, mais a remplacé le téléphone par un électrodynamomètre, dont la lecture se faisait avec une très grande précision par une bonne méthode optique. Le liquide électrolytique contenu dans un vase de Kohlrausch à électrodes de platine platiné était constamment agité pendant les mesures par un agitateur entourant les électrodes sans les toucher. C'est là une précaution essentielle : si on n'agitait pas le liquide, au voisinage de 4°, il se diviserait en couches superposées de densités différentes, et les résultats seraient entachés d'erreur. Un thermomètre Baudin donnant le cinquantième de degré servait aux lectures de températures qui étaient faites de minute en minute.

Le coefficient de température entre les températures t_1 et t_2, $K_{t_1}^{t_2}$ exprimé en fonction des résistances R_{t_1} et R_{t_2}, est :

$$K_{t_1}^{t_2} = \frac{R_{t_2} - R_{t_1}}{(t_2 - t_1) R_{t_1}}.$$

Pour les solutions aqueuses étendues d'acide butyrique qu'il a étudiées, l'auteur trouve un minimum et un maximum de K entre les températures de 3° et 4°. Les positions de ces minimum et maximum ne sont pas tout à fait constantes, mais ces résultats sont tout à fait d'accord avec ceux de Pacher sur le coefficient de frottement.

G. Rothé.

A. FRANCHETTI. — Proprietà di alcuni voltametri ad elettrodi di alluminio sottoposti a correnti alternate (Propriétés de quelques voltamètres à électrodes d'aluminium parcourus par des courants alternatifs). — *Rivista Tecnica:* anno I, fascoilo 7, 8 p ; 1901.

On sait que, lorsqu'un voltamètre est formé d'une électrode quelconque et d'une anode d'aluminium plongeant dans de l'eau acidulée par l'acide sulfurique ou contenant un sel en dissolution, l'impédance augmente rapidement. Elle rediminue si l'électrode d'aluminium est cathode et prend une valeur dépendant des dimensions des électrodes, de la résistance de l'électrolyte, de la force électromotrice de polarisation. Il est naturel de penser que, si les deux électrodes sont en aluminium, l'augmentation d'impédance produira un effet analogue à celui qui a lieu dans les voltamètres ordinaires, c'est-à-dire une différence de phase entre le « courant et la tension ». L'auteur a utilisé des voltamètres à deux électrodes d'aluminium plongées dans une solution à 20 0/0 de sel de Seignette. Il a mesuré la différence de phase et la capacité pour une fréquence donnée par la méthode des trois ampèremètres et étudié la forme de la courbe de l'intensité et de la différence de potentiel par la méthode du disque de Joubert. Les courbes tracées dans le mémoire ont été obtenues pour une fréquence de $n = 81$ et $n = 41$.

Dans les limites de fréquences utilisées, les courbes diffèrent peu de sinusoïdes. L'impédance est à peu près inversement proportionnelle à la fréquence; la capacité est indépendante de la fréquence.

La résistance ohmique R décroît plus rapidement qu'en raison inverse de la fréquence ; la différence de phase entre l'intensité et la tension augmente avec la fréquence. G. ROTHÉ.

PHILOSOPHICAL MAGAZINE;

6e série, t. III; janvier 1902.

Lord KELVIN. — On the Clustering of Gravitational Matter in any Part of the Universe (Sur la concentration de la matière soumise à la gravitation dans certaines parties de l'univers). — P. 1-9.

Lord Kelvin explique d'abord son titre en disant que, pour lui, il y a de la matière non soumise à la gravitation, l'éther qui serait ré-

pandu partout, matière possédant inertie, rigidité, élasticité, compressibilité, mais impondérable.

Il rappelle ensuite des résultats établis auparavant (*Ph. Mag.*, août 1901) relatifs à un univers hypothétique formé d'une sphère de $3{,}09 \,.\, 10^{16}$ kilomètres de rayon (distance à laquelle la parallaxe d'une étoile est 0″,001) où serait répartie une masse égale à mille millions de fois celle de notre soleil.

Avec 1.000 millions de soleils répartis uniformément, on trouve qu'en les supposant au repos il y a 25 millions d'années ils auraient maintenant des vitesses de l'ordre de grandeur de celles trouvées pour les étoiles. On a ainsi une limite maximum de la masse de l'univers.

En les supposant, ces étoiles, d'un âge d'autant plus grand qu'elles sont plus éloignées, de manière à recevoir en même temps la lumière de toutes, on trouve que la fraction éclairante du ciel serait $3{,}87 \,.\, 10^{-13}$, nombre assez voisin de celui fourni par les étoiles existantes.

En les supposant uniformément réparties, on trouve que les plus éloignées seraient vues comme des étoiles de 16ᵉ grandeur. En admettant que toutes ne sont pas visibles ou sont trop éloignées pour être vues, le nombre 1.000 millions n'est pas encore très éloigné du nombre 100 millions donné pour le nombre des étoiles qu'on peut voir dans un télescope moderne.

Répartie en sphères de 2 centimètres de diamètre, la même masse de matière n'intercepterait encore que la $\frac{1}{36{,}9}$ partie du ciel.

Enfin, supposons une distribution atomique uniforme, c'est-à-dire telle qu'un volume grand par rapport à l'atome, petit par rapport à la sphère, contienne toujours la même masse de matière.

Cette matière soumise à la gravitation va se concentrer à peu près comme le ferait une masse homogène. Le mouvement d'un atome est alors facile à trouver. Parti de la distance x_0, il sera à la distance x au bout du temps :

$$t = \frac{\pi}{2}\sqrt{\frac{3}{8\pi\rho}}\left[1 - \frac{2\theta}{\pi}\left(1 - \frac{\sin 2\theta}{2\theta}\right)\right].$$

avec une vitesse v, $\frac{v^2}{2} = \frac{4\pi\rho}{3} x_0^3 \left(\frac{1}{x} - \frac{1}{x_0}\right)$,

$$\sin\theta = \sqrt{\frac{x}{x_0}};$$

Avec la sphère initiale de rayon $3{,}09 \cdot 10^{16}$ kilomètres de densité $1.61 \cdot 10^{-23}$, on trouve qu'elle arriverait au rayon $3.09 \cdot 10^{9}$, c'est-à-dire à la densité 0,0161, au bout de 16,8 millions d'années, et que la vitesse à la surface serait alors de 291.000 kilomètres par seconde.

Un peu plus tard, la vitesse serait égale ou supérieure à celle de la lumière, et les corps deviendraient lumineux.

Ces considérations amènent lord Kelvin à penser qu'il y a des millions d'années, notre univers était formé d'atomes au repos ou presque au repos, distribués d'une manière plus dense à certains endroits qu'à d'autres, mais d'une densité moyenne très petite. Dans les régions où la densité était plus grande, elle est encore devenue plus grande ; là où elle était plus petite, elle est allée s'amoindrissant jusqu'à former de grandes régions vides d'atomes autour des régions de densité plus grande. Dans chacun de ces groupements d'atomes ainsi isolés, la concentration a continué par des mouvements dans toutes les directions, sans influence mutuelle perceptible entre les atomes, tant que la densité était inférieure à environ 10^{-6}, celle de notre atmosphère.

A partir de ce moment, les collisions commencent à produire leur effet ; chaque collision produit un train d'ondes dans l'éther, répandant de l'énergie dans l'éther de l'espace infini. La perte d'énergie ainsi emportée loin des atomes réduirait ce groupement à la condition d'équilibre d'un gaz en équilibre sous l'influence de sa seule gravité, ou tournant comme notre soleil, se déplaçant à des vitesses faibles comme dans les nébuleuses en spirales. La condensation par la gravitation produirait élévation de température suivie de refroidissement, puis enfin de solidification ; les collisions entre les corps solides donneraient alors ces pierres météoriques que nous connaissons, et que nous ne pouvons pas regarder comme les formes primitives de la matière, et lord Kelvin ajoute un peu mélancoliquement qu'en ce xx[e] siècle nous voilà encore forcés de donner à toute chose une origine atomique à peu près de la même manière que Démocrite, Épicure ou Lucrèce.

E. Perreau.

R.-F. d'ARCY. — The Decomposition of Hydrogen Peroxyde by Light, and the Electrical Discharging Action of this Decomposition (Décomposition, par la lumière, du bioxyde d'hydrogène; effet de cette décomposition pour décharger les corps électrisés). — P. 42-52.

L'auteur suppose que la décomposition du bioxyde d'hydrogène neutre, en eau et oxygène, fournit de l'eau électrisée positivement et de l'oxygène électrisé négativement. Cette décomposition, qui se produit sous l'influence de la lumière, pourrait, d'après l'auteur, rendre compte de l'origine de l'électricité atmosphérique, si l'on admet, avec M. Wilson [1], que l'action de la lumière sur l'oxygène humide donne normalement du bioxyde d'hydrogène.

M. d'Arcy a effectué deux sortes d'expériences, les unes relatives à la décomposition de l'eau oxygénée par la lumière, les autres à l'activité comparée de la déperdition par une surface d'eau et par une surface égale de bioxyde d'hydrogène, sous l'influence de la lumière solaire.

Les expériences n'ont indiqué de différence dans la vitesse de déperdition que dans le cas de l'électrisation négative. Il semble que la différence en faveur de la surface d'eau oxygénée est d'autant plus marquée que la vitesse de décomposition de l'eau oxygénée est elle-même plus grande.

E. B.

WILL.-G. HORMELL. — Dielectric Constant of Paraffins (Constante diélectrique de la paraffine). — P. 52-67.

Au moyen d'un oscillateur Blondlot modifié, l'auteur a mesuré la constante diélectrique de plusieurs échantillons de paraffine. Son appareil se compose d'un transformateur (primaire, 200 tours; secondaire 2.000) dans le primaire duquel passe un courant alternatif de 7 Ampères et de 52 volts. Le secondaire est relié, d'une part, aux deux armatures d'une batterie de 4 bouteilles de 5.900 unités électrostatiques, et, d'autre part, aux deux extrémités du primaire d'un transformateur Tesla, par l'intermédiaire d'une étincelle qui éclate entre deux cylindres d'iridium enchâssés dans deux boules de laiton. On a ainsi une étincelle très régulière. Les deux extrémités du secon-

(1) WILSON, *Phil. Trans.*, CXCIII; 1900.

daire de la bobine de Tesla sont reliés aux deux boules qui terminent les deux demi-cercles du primaire de l'oscillateur Blondlot-Coolidge (primaire : fil de cuivre de 2 millimètres de diamètre terminé par des boules de 4 centimètres de diamètre faisant un cercle de 4 centimètres de diamètre ; — longueur du secondaire jusqu'au premier pont : 25 centimètres). Quelques modifications de détail rendent l'ajustement plus facile et d'un contrôle plus certain. Notons que tout l'oscillateur, y compris le bâti portant le primaire est placé dans un flacon en verre rempli d'huile de pétrole.

Les fils de Lecher qui continuent la bobine secondaire ont 150 centimètres de longueur et sont suffisamment tendus. Le premier pont, près de l'oscillateur, est fixe ; le second, mobile, est un fil de laiton de 1 millimètre de diamètre et 4 centimètres de long. Il est ajusté dans une monture de manière qu'un ressort le presse contre les fils.

Pour trouver la position des nœuds, on emploie un tube de Plücker à argon, monté de manière à pouvoir se placer dans trois directions rectangulaires.

L'auteur a fait d'abord la mesure de quelques constantes de la ligne, et celle de la longueur d'onde. Pour obtenir la même longueur d'onde que dans l'air, il faut avoir soin de corriger la valeur trouvée de l'influence causée par la capacité du tube de Plücker.

Avec les périodes employées, l'auteur a trouvé la même longueur d'onde le long de fils non magnétiques ou le long de fils magnétiques.

Pour mesurer la longueur d'onde dans la paraffine, les fils de Lecher sont placés dans un bloc de paraffine d'une longueur égale à une demi-longueur d'onde, et dont une extrémité touche le premier pont.

L'expérience montre qu'il peut être $1^{cm},5$ trop long ou trop court sans changer la position du second pont, et que tout le champ efficace autour des fils est certainement compris dans le bloc de paraffine d'une section de 5 centimètres sur 7 centimètres, qu'il ne s'étend, par suite, pas au-delà de 3 centimètres des fils.

Pour la paraffine, on a trouvé les résultats suivants : Pour un échantillon donné, la constante diélectrique croît quand la densité croît ; elle croît ainsi rapidement de 2,09, pour une température supérieure de 20° au point de fusion, à 2,19 pour une température inférieure de 20° au point de fusion.

Pour les divers échantillons, la constante diélectrique croît aussi quand le point de fusion s'élève.

La constante diélectrique croît quand la longueur d'onde décroît.

Elle est ainsi plus grande pour les ondes lumineuses que pour les ondes électriques. La formule de Cauchy ne concorde pas avec les résultats expérimentaux.

PERREAU.

R.-K. Mc CLUNG et D. Mc INTOSH. — Absorption of Röntgen Rays by Aqueous Solutions (Absorption des rayons de Röntgen par les solutions aqueuses). — P. 68-79.

La diminution d'intensité des rayons de Röntgen produite par leur passage à travers des solutions de différents sels métalliques à diverses concentrations a été étudiée, dans ce travail, par une méthode électrique. Après leur passage à travers la cuve absorbante limitée par deux minces lames de verre, les rayons ionisent l'air compris entre deux lames métalliques parallèles, dont l'une, protégée par un anneau de garde, est reliée à un électromètre. Si un champ assez intense est établi entre les deux lames, la déviation de l'électromètre, en un temps donné, est proportionnelle au nombre d'ions libérés dans le gaz, pendant ce temps, par la radiation. Ce nombre définit l'intensité des rayons. On a soin d'écarter les deux lames métalliques de manière que les rayons passent entre elles, sans les rencontrer, pour éviter la production de rayons secondaires.

La principale difficulté provient des variations d'intensité du tube producteur des rayons. On les élimine autant que possible en prenant des moyennes, et en alternant les mesures relatives à la solution étudiée, avec des mesures relatives à une cuve étalon contenant de l'eau pure.

Les résultats concordent avec ceux des travaux antérieurs sur le même sujet. L'absorption semble bien être un phénomène additif, celle que produit un sel métallique étant la somme de deux termes, relatifs, l'un à l'anion et l'autre au cathion.

On sait que, selon toute probabilité, l'absorption des rayons de Röntgen est un phénomène atomique, et les résultats précédents viennent confirmer ceux publiés, par M. Benoist, à ce sujet.

LANGEVIN.

C. BARUS. — The Behaviour of the Phosphorus Emanation in Spherical Condensers (Conductibilité électrique produite par l'émanation du phosphore dans des condensateurs sphériques). — P. 80-91.

Ce mémoire vient compléter une étude préliminaire de la modification produite par le phosphore dans l'air qui l'environne. L'air ainsi modifié prend des propriétés analogues à celles des gaz ionisés : il facilite la condensation de la vapeur d'eau sursaturée, et se laisse traverser par des charges électriques. M. Barus l'a étudié à ce double point de vue et semble conclure à la présence d'ions semblables à ceux que produisent les rayons de Röntgen, par exemple.

Les expériences actuelles sont relatives au courant qu'une différence de potentiel produit entre une sphère métallique creuse et un fragment de phosphore placé en son centre. Leur but est l'étude de la combinaison spontanée des charges portées par les ions que produit le phosphore.

La grande difficulté des expériences, en raison de variations continuelles dans l'intensité du phénomène, a empêché M. Barus d'aboutir à une conclusion très nette. La recombinaison paraît cependant ne pas jouer un rôle important.

LANGEVIN.

H.-S. ALLEN. — The Effect of Errors in Ruling on the Appearance of a Diffraction Grating (Effet produit par les irrégularités de tracé d'un réseau sur l'apparence de ce réseau). — P. 92-95.

Mettons au point la lunette d'un goniomètre sur la surface du réseau, éclairons celui-ci par de la lumière monochromatique, enlevons l'oculaire de la lunette et plaçons un écran dans le plan focal conjugué du réseau par rapport à l'objectif. Si le réseau est régulier, l'écran sera uniformément éclairé. Si le réseau est irrégulier, on verra des bandes lumineuses et sombres parallèles aux traits du réseau. D'après le nombre de ces bandes, et leur changement d'aspect, suivant qu'on recule ou qu'on approche l'écran, on pourra juger de la variation de l'intervalle fondamental dans les diverses parties du réseau.

E. B.

Lord KELVIN. — A New Specifying Methode for Stress and Strain in an Elastic Body (Nouvelle méthode pour définir les déformations d'un solide élastique). — P. 95-97 et 144-148.

Au lieu de se borner à la définition des déformations infiniment petites, par l'emploi des trois paramètres linéaires et des trois paramètres angulaires usuels, on peut généraliser la définition et l'étendre aux déformations finies, par l'emploi de six paramètres de même espèce, tous linéaires. Il suffit de prendre en chaque point du corps un tétraèdre de référence et d'indiquer ce que deviennent les longueurs de ses six arêtes.

V.-H. VELEY et J.-J. MANLEY. — The Ionic and Thermal Coefficients of Nitric. Acide (Coefficients ioniques et thermiques de l'acide azotique). — P. 118-122

Les auteurs ont publié antérieurement des déterminations de la conductivité électrique de l'acide azotique à divers degrés de concentration, et aux températures de 0°, 15° et 30°. D'après ces expériences, ils calculent le degré d'ionisation $\frac{\mu}{\mu_\infty}$, lequel est en désaccord aussi bien avec la formule de Rudolph Van t'Hoff qu'avec celle d'Ostwald.

Les coefficients de dilatation, déduits de mesures de densité faites par les auteurs à 4° et à 14°, ne peuvent être calculés comme ceux de simples mélanges d'eau et d'acide azotique. On n'aperçoit aucune relation entre ces coefficients et les coefficients de dissociation ionique.

E. B.

B. HOPKINSON. — On the Necessity for Postulating an Ether (Sur la nécessité de l'hypothèse de l'éther). — P. 123-126.

Est-il absolument nécessaire de faire l'hypothèse de l'éther? Dans la gravitation, l'action de deux corps l'un sur l'autre ne dépend que des masses de ces deux corps et de leur distance relative, elle est déterminée; quand on possède ces données, on peut tout calculer et tout prévoir; rien n'oblige à supposer un milieu intermédiaire.

Pour les phénomènes lumineux terrestres, on voit facilement que tous ne dépendent que d'un vecteur de direction déterminée dont la

valeur est $\frac{f(r - vt)}{r}$ pour une source A envoyant de la lumière en un point P. Toutes les expériences entreprises pour montrer la perturbation que pourrait causer l'éther n'ont donné aucun résultat, et on ne peut toujours pas dire plus que J.-S. Mill, qui disait : La lumière est une action d'un corps sur un autre, dépendant de la distance à la fois dans l'espace et dans le temps.

Le phénomène de l'aberration s'explique bien dans la théorie ondulatoire; mais il ne nécessite absolument l'existence de l'éther que s'il est évident qu'il ne peut pas s'expliquer par un mouvement de la source. Or cette évidence n'existe pas dans les observations ordinaires, où nous ne constatons que les changements d'aberration dépendant du mouvement périodique de la terre et non sa valeur absolue. Mais un autre phénomène donne une raison pour supposer l'existence de l'éther : c'est celui que présentent certaines étoiles simples au télescope, mais doubles au spectroscope. Le spectre qu'elles donnent, où des raies apparaissent doubles périodiquement, conduit à les supposer formées de deux étoiles, tournant l'une autour de l'autre, avec une vitesse de 150 milles à la seconde. Si le mouvement de la source produisait de l'aberration, au moment où elles se trouvent sur la droite allant de la terre à l'étoile, l'une se mouvant à droite, l'autre à gauche, on devrait les voir doubles au télescope. Or cela n'est pas. L'aberration ne semble donc pas dépendre du mouvement de la source et, par suite, nécessite l'existence de l'éther.

PERREAU.

H. HILTON. — Note on Capillary Constants of Crystal Faces (Note sur les constantes capillaires de faces cristallines). — P. 144-148.

Démonstration nouvelle du théorème suivant, énoncé par M. Wulff : Considérons des polyèdres dont les directions de faces sont déterminées par les normales n_1, n_2, n_3 ..., astreints à ce que leur énergie superficielle pour un volume donné, soit minimum, et soient k_1, k_2, k_3, ..., les constantes capillaires de ces faces, on doit avoir :

$$\frac{n_1}{k_1} = \frac{n_2}{k_2} = \frac{n_3}{k_3} = \dots$$

J.-P. KUENEN et W.-G. ROBSON. — Vapour-Pressures of Carbon Dioxyde and of Ethane at Temperatures below 0° C. (Pressions de vapeur de l'acide carbonique et de l'éthane aux températures inférieures à 0°). — P. 149-158.

Les basses températures ont été produites par l'ébullition de l'acide sulfureux ou de l'ammoniaque dans un récipient à double paroi de Dewar, et mesurées par un thermomètre électrique à résistance de platine. Les résultats sont donnés en atmosphères dans les tableaux suivants, relevés d'après les courbes expérimentales.

Températures.	Acide carbonique	
	liquide.	solide.
0°	34,3	
— 5	30,0	
— 10	26,0	
— 15	22,4	
— 20	19,5	
— 25	16,5	
— 30	14,0	
— 35	11,8	
— 40	9,82	
— 45	8,12	
— 50	6,60	
— 55	5,35	
— 60	4,30	3,97
— 65		2,77
— 70		1,88
— 75		1,28
— 78,32		1,00

Le point triple correspond à la température de — 56°,24 et à la pression de 5,10 atmosphères.

Températures.	Éthane Pressions.
0°	23,6
— 5	20,7
— 10	18,2
— 15	16,0
— 20	14,0
— 25	12,2
— 30	10,5
— 35	9,05
— 40	7,80
— 45	6,67
— 50	5,60
— 55	4,61
— 60	3,79
— 65	3,10
— 70	2,58
— 75	2,10

La courbe relative à l'éthane se maintient toujours au-dessous de la courbe relative à l'acide carbonique liquide, prolongée au-delà du point triple.

E. B.

LEHFELDT. — A Voltameter for Small Currents (Voltamètre pour faibles courants). — P. 158-159.

Il se compose d'un tube de verre bien calibré de $0^{mm},5$ à $1^{mm},5$ de diamètre, muni d'électrodes en platine à ses deux extrémités. On le remplit complètement de mercure en ménageant, au milieu, une goutte d'une solution de nitrate mercureux ($26^{mg},3$ de nitrate mercureux par centimètre cube d'eau + assez d'acide azotique pour dissoudre le sel basique formé). Le tube étant placé verticalement, l'électrode supérieure est anode, l'inférieure cathode. Si on fait passer un courant qui ne produit pas de polarisation — inférieur, par suite, à 10 à 15 milliampères — du mercure s'ajoute à la cathode par suite de la décomposition du sel, et la goutte s'élève avec une vitesse proportionnelle à l'intensité du courant. On peut la mesurer sur une échelle graduée. L'expérience montre la régularité d'un tel instrument pour la mesure de faibles courants.

Perreau.

DRUDE'S ANNALEN DER PHYSIK;

T. VII ; 1902; nos 1 et 2.

O. LEHMANN. — Gasentladungen in weiten Gefässen (Décharges à travers les gaz raréfiés dans les récipients de grandes dimensions). — P. 1-29.

Dans les récipients de grandes dimensions, les lois des décharges sont plus simples que dans les tubes étroits employés d'ordinaire à ces expériences.

Quand on fait croître l'intensité du courant, la région cathodique obscure se resserre de plus en plus; par suite, la résistance offerte par le tube à la décharge diminue, et il s'ensuit qu'à un certain moment la région obscure se réduit à un minimum, et l'intensité devient

brusquement quelques centaines de fois plus grande. Les dimensions de la région obscure dépendent non seulement de la pression, mais aussi de l'intensité du courant.

Le passage du courant ne cesse pas en même temps que le phénomène lumineux, car la différence de potentiel ne subit aucune variation brusque. On peut rétablir la décharge lumineuse en créant un champ magnétique dont les lignes de force sont parallèles aux lignes de courant : la décharge lumineuse ainsi rétablie se maintient même après la suppression du champ magnétique.

Si les électrodes sont reliées aux armatures d'un condensateur de grande capacité par des conducteurs de capacité négligeable, la décharge n'est continue que sous de faibles différences de potentiel; sinon, elle se produit sous forme d'étincelles extrêmement brillantes.

La lumière positive peut s'étendre jusqu'au voisinage de la cathode, et sa forme montre que le courant positif passe entre la paroi de verre et la région obscure ; elle suit toujours les lignes de force électrique, même dans un champ magnétique de direction quelconque.

Si l'intensité de ce champ dépasse une certaine limite, au lieu de favoriser la décharge, il l'empêche.

Les électrodes intermédiaires isolées ne modifient pas la décharge et ne se comportent pas comme des électrodes secondaires. Les lueurs traversent bien une toile métallique à mailles très fines, mais pas une feuille de métal, si mince soit-elle. Si des diaphragmes sont disposés sur le trajet de la décharge, des aigrettes partent des bords de l'ouverture : négatives vers l'anode, positives vers la cathode ; dans le champ magnétique, la lumière négative se stratifie.

Quand la cathode est formée par une toile métallique placée au milieu du récipient, la région obscure s'agrandit peu à peu jusqu'à occuper presque tout l'espace entre la cathode et l'anode.

Deux décharges de nature quelconque (rayons-canal ou rayons de lumière négative), qui ont des directions opposées et qui doivent traverser une même toile métallique reliée au sol ou à l'anode, peuvent se pénétrer mutuellement : si elles n'ont pas des directions parallèles, au lieu de se pénétrer, elles cheminent côte à côte sur une longueur plus ou moins grande.

Si les électrodes sont creuses ou si elles sont concentriques, les décharges prennent des formes curieuses (deux planches annexées

au mémoire reproduisent dans plus de 150 figures l'aspect de la décharge dans des conditions variées).

M. L.

E. COHN. — Ueber die Gleichungen des elektromagnetischen Feldes für bewegte Körper (Equations du champ électromagnétique pour les corps en mouvement). — P. 29-57.

Dans les équations de Maxwell, l'auteur ajoute un terme dépendant de la vitesse u d'entraînement de la matière. Il retrouve l'équation qui exprime le principe de Doppler. Pour les corps entraînés dans le mouvement de la terre, le champ stationnaire est, pour une même distribution électrique et magnétique, le même que celui donné par la théorie de Maxwell. La loi d'induction de Faraday n'est pas altérée d'une manière appréciable.

L'optique géométrique ne subit aucun changement. Les phénomènes d'interférence ne sont pas modifiés non plus par le mouvement de la terre. Les longueurs d'ondes que nous mesurons par ces phénomènes sont donc indépendantes du mouvement.

Dans les milieux animés d'un mouvement relatif par rapport à l'observateur, les équations conduisent à l'expression des forces déjà observées, plus une force non encore observée, s'exerçant sur les conducteurs parcourus par un courant, dans la direction du mouvement de la terre : pour un morceau de cuivre dans lequel la densité du courant est 1 ampère par millimètre carré, cette force serait égale à 10^{-13} fois le poids du cuivre.

M. L.

H. WUNSCHE. — Untersuchungen über den Magnetismus des Nickelamalgams (Recherches sur l'aimantation de l'amalgame de nickel). — P. 116-141.

La susceptibilité magnétique de l'amalgame est très petite, ce qui conduit à penser qu'il y a combinaison chimique entre le nickel et le mercure. Le procédé de préparation le plus commode est l'électrolyse du sulfate de nickel avec cathode de mercure. A la température ordinaire, il est faiblement paramagnétique et la susceptibilité varie avec l'état moléculaire.

Un abaissement de température (jusqu'à — 78°) ne modifie pas ses propriétés magnétiques.

M. L.

W. SCHMIDT. — Elektrischedoppelbrechung in gut und schlecht isolirenden Flüssigkeit (Double réfraction électrique dans les liquides, bons et médiocres isolants). — P. 142-176.

Le faisceau de lumière polarisée passe successivement entre les armatures de deux condensateurs. L'un, de dimensions fixes, renferme un liquide dont la constante optique a été mesurée directement; l'autre, dans lequel on peut faire varier l'écartement des armatures, renferme le liquide à étudier.

Quand le liquide est bon isolant, on charge les condensateurs au moyen d'une machine à influence ou d'une bobine; s'il isole mal, on le charge par des oscillations de haute fréquence. On règle le condensateur de manière à compenser l'action du premier sur le faisceau polarisé.

Le liquide de comparaison le plus commode est le cumène, qui n'attaque pas les pièces métalliques de l'appareil, comme le sulfure de carbone, le toluène, et le xylène.

Résultats. — La dispersion est très variable d'une substance à l'autre. La température a une influence notable sur la constante électro-optique. La constante des mélanges n'est reliée par aucune loi simple à celle des constituants.

Le nitrobenzène a une constante très grande, égale à environ 60 fois celle du sulfure de carbone.

M. L.

K.-F. SCHMIDT. — Frequenzbestimmung langsamer elektrischer Schwingungen (Détermination de la fréquence des oscillations électriques lentes). — P. 225-231.

Les oscillations dont on veut mesurer la période sont envoyées dans la bobine d'un téléphone. Devant la membrane de ce téléphone, on dispose un tube de verre à diaphragme mobile. En déplaçant ce diaphragme, on observe des maxima et des minima du son, ce qui permet d'en déterminer la longueur d'onde et, par suite, la période. On peut utiliser aussi les figures de Kundt.

Pour les courants alternatifs industriels, dont la fréquence est trop basse pour permettre d'appliquer la méthode précédente, on photographie le filament d'une lampe à incandescence, alimentée par le courant, sur une plaque fixée à un pendule.

M. L.

F. LINKE. — Ueber die Bedeutung auf und absteigender Luftströme für die atmosphärische Elektricität (Importance des courants d'air ascendants et descendants dans les phénomènes électriques de l'atmosphère). — P. 231-236.

Tout déplacement d'un conducteur dans un champ électrique entraîne l'apparition d'une certaine quantité d'électricité libre et provoque, par suite, une perturbation du champ. Les gouttes d'eau, les grains de poussière, les fumées sont des conducteurs qui se déplacent dans le champ électrique de l'atmosphère. Normalement, la terre possède une charge négative et le potentiel croît à mesure qu'on s'élève. Par suite, les conducteurs prendront une charge négative quand ils s'élèvent, positive s'ils descendent. Ceci suppose que la charge normale de la terre n'est pas modifiée, ce qui n'est pas toujours vrai; mais, en général, cette charge tend à se conserver; les ions entraînés par les courants sont remplacés par ceux qui viennent des régions latérales; la radioactivité de l'air peut intervenir aussi pour rétablir l'état électrique normal.

Cet accroissement de potentiel des conducteurs qui s'élèvent dans l'atmosphère, joint à celui qui résulte de la réunion des gouttes et des phénomènes d'influence, permet d'expliquer la production de différences de potentiel atteignant des millions de volts.

M. L.

G. QUINCKE. — Ueber die Klärung trüber Lösungen (Sur la clarification des liqueurs troubles). — P. 57-96.

L'auteur résume ainsi son important mémoire :

Les *troubles* ou *dissolutions troubles* dont il s'agit sont formés d'eau dans laquelle flottent de petites masses de mastic, d'argile, de kaolin, de gomme laque, de gomme-gutte, d'albumine β, de savon, d'acide oléique, d'encre de Chine ou d'argent.

1° Les troubles peuvent être éclaircis par l'addition de très petites quantités d'acides ou de solutions salines; les particules flottant dans l'eau se réunissent alors en flocons qui tombent rapidement au fond, ou se réunissent le long des parois des vases;

2° Les flocons consistent en gouttes ou cellules écumeuses de liquide ou de liquide solidifié, et contiennent habituellement des bulles d'air visibles ou invisibles;

3° Les particules flottantes d'un trouble sont environnées, pendant la formation des flocons et leur dépôt sur les parois, d'une liqueur oléagineuse;

4° La formation des flocons et l'éclaircissement des troubles s'expliquent par l'extension périodique de très petites quantités du liquide clarificateur et par les tourbillons qui en résultent au sein du liquide environnant. L'effet de ces tourbillons est de rapprocher les particules les unes des autres et de la paroi;

5° Il faut que l'extension périodique et les tourbillons possèdent une certaine énergie, pour réunir les particules en flocons. La plus petite quantité de substance clarifiante indispensable à la formation des flocons correspond à ce que Bodländer (1) a nommé *Schwellenwerth;*

6° Contrairement aux vues de Barus (2), de Hardy (3) et de Spring (4), des liquides non conducteurs peuvent, aussi bien que des électrolytes, clarifier des dissolutions troubles. Les substances clarifiantes, rangées d'après la rapidité de la clarification qu'elles provoquent, ne se placent pas dans le même ordre, suivant la concentration du trouble et la nature de la substance qui le produit;

7° Les flocons recouverts de substance clarifiante doivent être sensiblement isoélectriques avec la masse du liquide, et ne peuvent donc se mouvoir sous l'effet d'actions électriques, conformément aux observations de Hardy;

8° Les flocons d'une liqueur qui s'éclaircit peuvent se réunir du côté éclairé ou du côté sombre de la paroi, se déplacer vers la lumière ou à l'encontre de la lumière, montrer une *photodromie* positive ou négative, suivant que l'extension du liquide clarificateur et les tourbillons possèdent plus d'énergie sur la face éclairée ou sur la face sombre des particules flottantes;

9° L'argenture chimique du verre est un cas particulier de clarification d'un trouble, avec photodromie positive des pellicules d'argent;

10° La conservation des liqueurs troubles dépend d'actions hydrodynamiques exercées sur le liquide par les particules flottantes. Elle

(1) Bodländer, *N. Jahrbuch f. min.*, t. II, p. 147; 1893.
(2) Barus, *Bull. of the U. S. geol. Survey*, n° 36, p. 508; 1894.
(3) Hardy, *Proc. of the Royal Soc.*, LXVI, p. 111 et 119; 1900; — *Journ. of Physiol.*, t. XXIV, p. 180; 1899.
(4) W. Spring, *Rec. trav. Ch. des Pays-Bas*, XIX, p. 204, 222; 1900.

est favorisée par les bulles d'air adhérentes aux particules, bulles dont la photodromie est positive.

W. FRIEDRICH. — Ueber Entstehung des Tones in Labialpfeifen (Sur la production du son dans les tuyaux à embouchure de flûte). — P. 97-115.

On sait que, si l'on dirige sur la flamme d'un bec papillon une lamelle d'air perpendiculaire à la flamme, on produit des sons énergiques. Helmholtz, dans la dernière édition de son livre (1), M. Hensen (2) et divers autres savants expliquent la production du son dans les tuyaux à embouchure de flûte par l'interférence de deux lamelles perpendiculaires l'une à l'autre, la lamelle issue de la lèvre du tuyau ou *ortho-lamelle* et une *lamelle transversale* produite aux dépens de l'atmosphère ambiante dans les régions voisines de l'embouchure.

Le travail de M. Friedrich a été poursuivi dans le but d'apporter de nouveaux arguments à cette théorie.

Parmi les expériences très nombreuses et plus ou moins importantes qu'il a réalisées, nous ne citerons que les suivantes, qui nous paraissent plus particulièrement intéressantes :

1° Une flamme manométrique en relation avec le petit réservoir d'air qui précède la fente, dans les embouchures de flûte, décèle un état vibratoire identique à celui qui règne dans le tuyau. *Le courant d'air émané de la fente n'est donc pas continu*, mais intermittent, et la période de l'intermittence est celle qui caractérise le son du tuyau ;

2° Le petit réservoir à air est fermé, en avant, par une membrane portant un petit disque en fer. Un courant, interrompu par la vibration d'une corde à l'unisson du tuyau, est lancé dans une bobine munie d'un noyau de fer doux, lequel est placé au voisinage immédiat de la membrane. On renforce ainsi les vibrations de l'air de la petite chambre, et l'on constate que l'intensité du son émis par le tuyau est considérablement augmentée. On peut même pousser le vent à un tel degré que des harmoniques supérieurs prendraient nécessairement naissance dans les conditions ordinaires, et cependant le son conserve toute sa pureté ;

(1) Helmholtz, *Lehre der Tonempfindungen*, V, p. 154 ; 1896.
(2) Hensen, *Drude's Ann.*, t. II, p. 734 ; 1900.

3° Enfin, si on oppose un obstacle quelconque à la production de la lamelle transversale, par exemple un écran que l'on approche plus ou moins près de l'embouchure, le son est très affaibli ou même supprimé. E. B.

G. TAMMANN. — Ueber die Ausflussgeschwindigkeit krystallisirter Stoffe (Sur la vitesse d'écoulement des substances cristallisées). — P. 198-224.

M. J.-H. Poynting (¹) avait été conduit à admettre qu'un corps solide, à température donnée, fond sous une pression moindre si le liquide résultant de sa fusion peut librement s'écouler que s'il est retenu en présence du solide. Dans le cas particulier de la glace, à une température donnée au-dessous du point de fusion normal, la pression nécessaire se trouverait réduite à peu près au dixième, quand l'eau de fusion peut librement s'écouler.

Pour soumettre cette vue hypothétique au contrôle de l'expérience, M. Tammann comprime un cylindre de glace à l'aide d'un piston un peu plus petit que le corps de pompe dans lequel il se meut. Ce piston laisse donc entre la surface de sa base et le corps de pompe un espace capillaire, par lequel le corps solide, ou le liquide résultant de sa fusion, peut s'écouler dans un espace beaucoup plus large produit, au dessus, par un rétrécissement assez considérable du piston.

Quand on exerce à la surface du piston une pression très inférieure à celle qui produit normalement la fusion de la glace à la température de l'expérience, on constate que le piston descend avec une vitesse constante, d'ailleurs très faible. Si l'on ouvre alors le corps de pompe, on reconnaît que la capacité élargie, au-dessus de la tête du piston, contient les débris d'un mince cylindre de glace creux qui s'est écoulé par l'intervalle capillaire, puis brisé sur la tête supérieure du piston, laquelle ferme exactement le corps de pompe. L'appareil permet de mesurer les vitesses d'écoulement et les pressions qui les déterminent.

A température constante, la vitesse d'écoulement ainsi mesurée croît suivant une loi extrêmement rapide avec la pression; sous une pression constante, elle croît aussi très rapidement avec la température. Il en est de même de la plasticité de la glace.

(¹) POYNTING, *Phil. Mag.*, 5ᵉ série, t. XII, p. 32; 1887.

Dans les expériences à température constante, on observe, pour une certaine valeur de la pression, une brusque discontinuité, tout à fait analogue à celle qui se produit dans les expériences de traction, quand survient la rupture. Il se trouve que cette pression de discontinuité est précisément la pression de fusion de la glace dans les conditions ordinaires. Or, ici, la plus petite trace de liquide produite à la surface de la glace peut s'écouler librement par l'orifice capillaire. L'hypothèse de M. Poynting ne correspond donc à aucune réalité physique.

Des expériences analogues ont été poursuivies avec le phosphore et conduisent à la même conclusion négative. Tel est le résultat essentiel du travail de M. Tammann.

Son mémoire contient encore quelques expériences sur l'écoulement de la naphtaline et de la pipérine solides. Avec ces corps, la vitesse d'écoulement, au lieu de croître toujours quand la pression s'élève, peut présenter un maximum pour une certaine valeur de la pression. Le même phénomène se présente aussi avec la pipérine amorphe à l'état liquide.

Enfin, M. Tammann montre incidemment que la mesure des vitesses d'écoulement se prêterait à l'étude des pressions de transformation (nitrate d'ammoniaque).

E. B.

N° 2.

A. WEHNELT. — Ueber die Verteilung des Stromes an der Oberfläche von Kathoden in Entladungsröhren (Répartition du courant à la surface des cathodes dans les tubes à décharge). — P. 237-256.

Cette répartition est en relation étroite avec les phénomènes lumineux qu'on observe au voisinage immédiat de la cathode. On l'étudie en reliant au sol deux points de la cathode séparément à travers deux galvanomètres. C'est seulement par les régions de la cathode recouvertes par la lueur négative que passe un courant mesurable; si cette lueur recouvre entièrement la cathode, la densité du courant est uniforme. Quand la pression est très faible, le faisceau de rayons cathodiques se rétrécit de plus en plus : le courant se concentre dans le faisceau et n'a finalement d'intensité appréciable que dans la région d'émission visible des rayons.

S'il se produit des oscillations, le courant peut avoir un sens diffé-

rent dans la partie centrale et dans la partie périphérique, et les deux intensités peuvent avoir l'une et l'autre une valeur absolue supérieure à l'intensité totale.

L'action du champ magnétique qui déforme et déplace la région d'émission des rayons provoque une variation corrélative dans la répartition du courant. On doit considérer comme l'origine des rayons cathodiques les points où le courant entre dans la cathode.

Lorsque la surface de la cathode est concave, la densité du courant reste uniforme tant que la surface est entièrement recouverte par la lueur négative (pression relativement élevée). Aux pressions très réduites, le courant se répartit comme si la concavité était remplacée par un disque plan de surface égale à celle de l'ouverture.

A la surface des cathodes formées de deux métaux, la chute de potentiel totale est égale à celle du métal pour laquelle elle est la plus petite ; la majeure partie du courant tend à passer par ce métal, au moins aux pressions élevées : la différence s'atténue à mesure qu'on diminue la pression, en même temps que les dimensions de la région cathodique obscure augmentent. Si les deux moitiés d'une cathode sont formées d'un même métal (aluminium), mais que l'une soit polie et l'autre passée à l'émeri, la chute de potentiel est la même sur les deux moitiés ; mais le courant est plus dense sur la partie polie ; la différence devient aussi de plus en plus petite à mesure qu'on réduit la pression.

M. LAMOTTE.

J. STARK. — Ueber Ionisirung von Gasen durch Ionenstoss (Ionisation des gaz par le choc des ions). — P. 417-440.

Un ion qui se déplace dans un champ électrique accumule une certaine énergie potentielle, qui est proportionnelle à la différence de potentiel existant entre les extrémités de son trajet libre : ce trajet libre, c'est le chemin que peut parcourir l'ion considéré, sans rencontrer d'autre ion ou de molécule neutre. Par son choc contre une molécule neutre, cet ion pourra l'ioniser, c'est-à-dire provoquer la séparation des ions qui la composent. Mais cette séparation exige une certaine dépense de travail, et l'ion ne pourra la produire que si son énergie potentielle est supérieure ou au moins équivalente à cette quantité de travail (travail d'ionisation). Pour acquérir cette énergie potentielle, l'ion doit avoir parcouru un trajet libre entre les extré-

mités duquel la chute de potentiel est supérieure à une certaine limite : cette limite sera la tension d'ionisation. Cette tension d'ionisation dépend de la nature du gaz : elle est différente pour l'ion positif et l'ion négatif; elle n'est pas la même suivant que l'ion se trouve dans l'intérieur du gaz ou au voisinage immédiat de la surface d'une électrode. En général, elle est beaucoup plus grande pour l'ion positif que pour l'ion négatif : dans l'air, par exemple, elle est d'environ 530 volts pour le premier, et 50 volts pour le second.

Il en résulte que, dans l'intérieur du gaz, ce sont les ions négatifs qui jouent le rôle prépondérant, Quand il n'y a pas de stratifications, l'ionisation se produit d'une manière uniforme dans toutes les sections. Lorsque la décharge est stratifiée, la partie lumineuse des strates faisant face à la cathode est le siège d'une ionisation intense ; dans la partie obscure, l'ionisation est faible. L'énergie cinétique abandonnée par les ions dans la première région provoque la luminescence du gaz.

A la surface d'une électrode, le phénomène se passe différemment ; de cette surface partent constamment des ions qui ont le même signe que l'électrode : ils sont remplacés par ceux que mettent en liberté par leur choc les ions de signe contraire qui affluent à l'électrode. Suivant le signe de cette dernière, ce sont les ions positifs ou les ions négatifs qui jouent le rôle d'ionisant.

Les phénomènes observés dans les tubes à décharge s'interprètent aisément dans cette hypothèse, en tenant compte de la différence signalée ci-dessus entre les ions positifs et les ions négatifs.

Dans l'arc électrique, l'ionisation est produite à la fois par le choc des ions en mouvement, par la température élevée des particules neutres et par les rayons ultraviolets.

D'une manière générale, la différence de potentiel minima qui est nécessaire à la production d'une décharge dans des conditions déterminées représente la tension d'ionisation dans ces conditions pour les ions correspondants. M. Lamotte.

G.-C. SCHMIDT. — Ueber die chemischen Wirkungen der Kathodenstrahlen (Actions chimiques des rayons cathodiques). — P. 321-332.

En partant de la théorie des électrons, l'auteur est arrivé à supposer que les rayons cathodiques devaient réduire toutes les combinaisons à radical acide volatil. Il a réussi à mettre en évidence la

réduction du chlorure ferrique, du chlorure mercurique, du chlorure d'argent, du chlorure mercureux.

Il a répété aussi ses expériences précédentes sur les chlorures alcalins et maintient ses conclusions : à savoir que les colorations provoquées dans ces chlorures par les rayons cathodiques correspondent à une séparation d'alcali et à la formation de sous-chlorures. Les sulfates de baryum et de strontium ne sont pas altérés dans ces circonstances, quand ils sont rigoureusement purs. M. LAMOTTE.

R. FELLINGER. — Bestimmung der Dielektricitätskonstanten von Krystallen im homogenen elektrischen Felde (Mesure du pouvoir inducteur des cristaux dans un champ électrique uniforme). — P. 333-357.

La méthode consiste à mesurer les moments des couples auxquels se trouve soumis, dans un champ électrique alternatif uniforme, un solide diélectrique dont la forme n'est pas symétrique par rapport à la direction du champ. Ces couples tendent à orienter le solide de façon que la direction de sa plus grande dimension coïncide avec celle du champ.

Dans le cas des corps cristallisés, on établit les formules qui permettent de calculer ces couples, en considérant un ellipsoïde : en pratique, on emploie des disques plats.

Par une variation convenable des paramètres, on obtient les formules relatives à cette dernière forme. Il faut naturellement effectuer les mesures sur deux disques au moins, taillés dans deux directions différentes par rapport aux axes optiques du cristal, si le cristal est biaxe; si le cristal est uniaxe, il suffit d'un disque dont le plan contient l'axe.

Dans le quartz, la tourmaline, le spath, l'ordre de grandeur des pouvoirs inducteurs suivant les deux directions principales coïncide avec celui qu'indique le signe de la double réfraction.

Dans la barytine et dans l'aragonite, les pouvoirs inducteurs D_1, D_3 suivant les deux axes optiques sont peu différents : le pouvoir inducteur D_2 suivant la normale au plan des deux axes est très différent des deux précédents.

Barytine....	$D_1 = 6,99$	$D_2 = 10,08$	$D_3 = 6,97$
—	7,13	11,91	
Aragonite...	6,01	9,14	

M. LAMOTTE.

H. ANDRIESSEN. — Ladungströme bei Wechselstrom (Courants de charge dans les circuits à courant alternatif). — P. 369-380.

Dans les canalisations à courant alternatif, la capacité est notable et le courant provoqué par la charge de cette capacité peut atteindre une assez grande intensité (0,5 à 50 ampères suivant le développement de la canalisation). Avec les courants de haute fréquence (courants de Tesla), des capacités relativement faibles suffisent pour produire un courant de charge susceptible d'entretenir une lampe. Cette lampe fonctionne dans de tout autres conditions que les conditions habituelles : la différence de potentiel est beaucoup plus grande et l'intensité plus petite, l'énergie consommée restant à peu près la même.

D'après les expériences de l'auteur, le danger que l'on court en touchant les conducteurs de courants alternatifs dépend surtout de l'intensité du courant dérivé à travers le corps et, par suite, de la capacité : le danger est d'autant plus grand que les conducteurs auxquels sont reliées les sources présentent vis-à-vis du sol une capacité plus grande. Selon lui, le corps humain ne peut supporter une intensité de courant plus grande si la fréquence est très élevée que si la fréquence est plus basse.

M. LAMOTTE.

ED. RIECKE. — Zur Bewegung eines elektrischen Teilchens in einem constanten elektromagnetischen Felde (Mouvement d'une particule électrique dans un champ électromagnétique uniforme). — P. 401-407.

Après avoir donné, dans un mémoire antérieur (1), une solution générale des équations du mouvement de la particule, M. Riecke étudie quelques cas particuliers.

Dans un champ magnétique dont l'intensité tend vers 0, la trajectoire de la particule est une parabole dont l'axe est parallèle à la direction du champ électrique.

Dans un champ électrique dont l'intensité tend vers 0, cette trajectoire est une hélice dont l'axe est parallèle à la direction du champ magnétique.

Si les deux champs sont rectangulaires, le mouvement peut se représenter par une rotation sur une circonférence dont le plan est

(1) Voir *J. de Phys.*, 3e série, t. X, p. 346 et 347 ; 1901.

perpendiculaire au champ magnétique et dont le centre se déplace avec une vitesse uniforme dans la direction normale à la fois aux deux champs. La projection de la courbe sur le plan normal au champ magnétique est une cycloïde ordinaire, si la vitesse initiale est nulle, allongée ou raccourcie suivant la valeur de cette vitesse quand elle est différente de 0.

Si les deux champs sont parallèles, la particule décrit une hélice dont le pas augmente d'une manière uniforme. M. Lamotte.

F. MÖLLER. — Eine zur Untersuchung der Dichte aüsserst verdünnter Lösungen, geeignete Form des Dilatometers (Forme de dilatomètre appropriée à la mesure de la densité de dissolutions très étendues). — P. 256-284.

L'appareil est une sorte de flacon à densité dont le bouchon porte un tube capillaire calibré. Le flacon contient de l'eau et, au-dessus, du pétrole. Une très petite coupelle placée vers la partie supérieure du flacon reçoit la substance à dissoudre, et se trouve suspendue par un dispositif délicat et ingénieux, de façon à basculer quand, à l'aide d'un électro-aimant extérieur, on déplace une petite tige de fer qui la supporte. La substance solide, du chlorure de sodium par exemple, est pesée et introduite dans la coupelle, qui, dans sa position primitive, sera immergée dans le pétrole. On bouche le flacon, on achève le remplissage, par un ajutage convenable, de manière à amener la colonne de pétrole dans le tube capillaire, après que l'appareil, plongé dans un bain d'eau de grand volume dans lequel il oscille, a pris une température invariable. On fait alors basculer la coupelle, le sel tombe dans l'eau et se dissout rapidement à la faveur des oscillations du flacon, rendues encore plus efficaces par des lames de platine inclinées en sens contraire, qui favorisent le mélange des couches liquides. La colonne capillaire recule rapidement en vertu de la contraction due à la dissolution, puis se fixe de nouveau. De la diminution de volume observée, on déduit la densité, à quelques unités près du sept ou huitième ordre, suivant la dilution.

L'auteur discute avec grand soin les causes d'erreur et compare ses résultats à ceux que MM. Kohlrausch et Hallwachs ont obtenus par la méthode de la balance hydrostatique, en employant un solide immergé de volume considérable. La limite d'exactitude est sensiblement la même, mais la méthode de M. Möller est plus rapide.

E. B.

E.-H. STEVENS. — Ueber Schallgeschwindigkeit in Luft bei gewöhnlicher und bei höher Temperatur und in verschiedenen Dämpfen (Sur la vitesse du son à la température ordinaire ou à haute température, dans l'air et dans diverses vapeurs). — P. 285-320.

La méthode employée par l'auteur a été imaginée par Quincke. Elle consiste essentiellement dans l'emploi d'un tube A, fermé à un bout, dans lequel la colonne gazeuse est mise en vibration par un diapason voisin de son orifice ouvert et dans l'axe duquel se déplace un second tube B, de petit diamètre, ouvert aux deux bouts et en relation avec l'oreille de l'observateur. On fait glisser le tube B dans le tube A, de manière à déterminer la position des minima sonores, correspondant aux nœuds de vibration de A.

Le tube A peut être rempli d'air ou de tout autre gaz pur et sec, ou d'une vapeur, et il peut être porté, dans toute la partie utile voisine de l'extrémité fermée, à une température constante quelconque. Connaissant exactement le nombre de vibrations du diapason et la longueur d'un internœud, on en déduit la vitesse du son dans le gaz étudié, à la température de l'expérience.

Le nombre de vibrations du diapason se détermine par la méthode graphique, ou à l'aide de battements, par comparaison avec un diapason étalon. La longueur d'un internœud est mesurée par le déplacement de l'extrémité du tube étroit B, entre deux minima sonores successifs, à l'intérieur du tube interférentiel A ; on lit le déplacement à l'aide d'un index fixé au tube B et qui glisse sur une règle divisée. En général, la position du tube B, correspondant à un minimum sonore peut être fixée sans ambiguïté à moins de un demi-millimètre près, de sorte que les deux éléments employés pour le calcul de la vitesse du son sont connus avec une très faible erreur relative.

Une correction, rendue nécessaire par le faible diamètre du tube interférentiel, s'effectue à l'aide de la formule connue de Kirchhoff reliant la vitesse du son au diamètre du tube. Cette formule ne contient qu'un seul coefficient, théoriquement lié aux constantes du gaz. En répétant les mesures sur deux ou trois tubes interférentiels de diamètre différent, on peut calculer à la fois une valeur empirique du coefficient de correction et la vitesse du son rapportée à un tuyau de diamètre infini.

Voici, par exemple, les résultats obtenus, pour l'air sec, avec trois tubes de porcelaine vernie ayant respectivement $40^{mm},4$, $29^{mm},5$ et

20^{mm},2 de diamètre. Les vitesses du son brutes, ramenées à zéro, sont de 329^{m},33, 328^{m},63 et 327^{m},32. Corrigées de l'effet du diamètre, elles deviennent 331^{m},23, 331^{m},30 et 331^{m},47 par seconde.

L'auteur a pu, sans peine, déterminer la vitesse du son à 100°, en entourant le tube interférentiel d'une enveloppe dans laquelle circulait un courant de vapeur d'eau. Dans cette expérience, non plus que dans les suivantes, exécutées à plus haute température ou avec les vapeurs de divers liquides, on n'a pas été gêné par la diffusion, dans le gaz ou la vapeur, de l'air extérieur qui avoisine l'extrémité ouverte du tube ; celui-ci est en effet assez long pour que la composition du fluide dans l'internœud, éloigné de l'orifice, auquel se rapportent les mesures, ne soit pas sensiblement altérée avant une heure, par exemple.

Des expériences relatives à l'air au voisinage de 950° ont été beaucoup plus pénibles. La température était maintenue aussi uniforme que possible et mesurée par un couple thermoélectrique. Les résultats sont évidemment un peu incertains ; mais l'auteur pense toutefois que l'erreur relative dont ils sont affectés ne peut guère dépasser un centième.

Les mesures effectuées sur certaines vapeurs telles que celles d'alcool amylique ou d'acide acétique ont été très difficiles à réaliser, les minima sonores étant demeurés assez indistincts dans beaucoup d'expériences ; mais, dans quelques-unes, ils ont été assez nets pour qu'on puisse publier le résultat des mesures.

Le tableau suivant résume les expériences de M. Stevens. Il donne les vitesses du son et les valeurs qui s'en déduisent pour le rapport des deux chaleurs spécifiques.

		V	$\frac{C}{c}$
Air	0°	331,32	1,4006
	100°	386,5	1,3993
	950°	686	1,34
Ether	99°,7	212,6	1,112
Alcool méthylique	99°,7	350,3	1,256
— amylique	99°,8	272,8	1,134
Sulfure de carbone	99°,7	223,2	1,234
Benzine	97°,7	205,0	1,105
Chloroforme	99°,8	171,0	1,150
Acide acétique [1]	136°,5	—	1,147
Vapeur d'iode	185°,5	140,0	1,303

On remarquera le décroissement du rapport $\frac{C}{c}$ pour l'air à la température de 950°. L'auteur ne pense pas qu'il puisse être imputé à une erreur d'expérience, telle, par exemple, que la pénétration de gaz étrangers dans le tube interférentiel.

Les valeurs du rapport $\frac{C}{c}$ pour plusieurs des vapeurs étudiées par M. Stevens se rapprochent beaucoup de valeurs antérieurement déterminées par M. Capstick ([2]), par exemple. E. B.

A. DENIZOT. — Zur mathematischen Behandlung des zweiten Hauptsatzes (Manière d'obtenir l'expression mathématique du second principe de la thermodynamique). — P. 358-368.

W. VOIGT. — Bemerkung zu der von Hrn. Denizot gegchenen Ableitung des zweiten Hauptsatzes (Remarque sur la démonstration de M. Denizot relative au second principe). — T. VIII, p. 472-474.

L'auteur considère un corps dont l'état ne dépend que des deux variables indépendantes v et t, la température étant définie par un thermomètre quelconque. Il multiplie l'expression de dq, qui n'est pas une différentielle exacte, par une fonction g de v et de t, telle que le produit soit une différentielle exacte. Cette fonction g doit satisfaire à un système de deux équations différentielles simultanées qu'il explicite.

Cela posé, il considère une transformation qui fait passer le corps d'un état à un autre infiniment voisin. On peut établir un cycle de Carnot, infiniment petit, par lequel on amène le corps de l'un des états à l'autre, et l'on exprimera le coefficient économique de ce cycle. Il se trouve justement représenté par la différentielle du logarithme du facteur intégrant. D'après les équations différentielles de condition, l'auteur croit établir que l'on se trouve ainsi amené à une conclusion en contradiction avec les propriétés connues du cycle de Carnot, à moins que l'on n'ait :

$$\frac{\partial g}{\partial v} = 0.$$

([1]) Pour l'acide acétique, les expériences n'ont été suffisamment bonnes qu'avec un seul tube. On n'a donc pu calculer le coefficient de la formule de Kirchhoff, nécessaire pour corriger la vitesse de l'effet du diamètre du tube.

([2]) CAPSTICK, *Phil. Trans.*, t. CLXXXV et CLXXXVI ; 1894-1895.

Il résulterait donc du principe de Carnot que le facteur intégrant est une fonction de la température seule.

D'après M. Voigt, c'est par suite d'une erreur d'interprétation que M. Denizot est amené à trouver une contradiction dans les équations de condition. Il semble donc nécessaire de faire intervenir les propriétés expérimentales d'un corps particulier, tel qu'un gaz parfait, pour arriver à l'expression du principe de Carnot telle que le formule Clausius. E. B.

M. PLANK. — Ueber die Natur des weissen Lichtes (Sur la nature de la lumière blanche). — P. 390-400.

On peut résumer la pensée de l'auteur en lui empruntant ces lignes :

« On peut définir la lumière blanche : 1° par la distribution de l'énergie dans les diverses régions du spectre; 2° par cette loi qu'à l'intérieur d'une toute petite région spectrale, dans laquelle l'énergie peut être considérée comme distribuée d'une manière uniforme, les énergies (carrés des amplitudes) et les phases des vibrations partielles simplement périodiques, dans lesquelles le vecteur lumineux peut être décomposé, sont distribuées d'une manière absolument irrégulière au sens du calcul des probabilités. Le choix de la période fondamentale T de la série de Fourier est indifférent, pourvu que T soit suffisamment grand par rapport à la durée de chacune des vibrations partielles considérées.

« On peut faire un pas de plus et en même temps soumettre au contrôle de l'expérience la légitimité de la théorie en réunissant en une seule les deux lois précédentes. Ce sera la seconde, étendue non plus à une petite étendue du spectre, mais au spectre tout entier. On trouve ainsi une distribution d'énergie dans le spectre tout à fait déterminée, comme étant la plus probable. Or cette distribution est justement celle qui, d'après les mesures spectrales les plus récentes et les plus exactes de MM. Paschen, Lummer, Pringsheim, Rubens et Kurlbaum, caractérise précisément la lumière blanche normale. » E. B.

A. von KALECSINSKY. — Ueber die Ungarischen warmen und heissen Kochsalzseen als natürliche Wärmeaccumulatoren, sowie über Herstellung von warmen Salzseen und Wärmeaccumulatoren (Sur les lacs salés et chauds de la Hongrie, considérés comme des accumulateurs naturels de chaleur, ainsi que sur la production artificielle de lacs salés et chauds et d'accumulateurs de chaleur). — P. 408-416.

A la limite ouest du comté de Maros-Torda, en Hongrie, se trouvent de petits lacs salés, alimentés par de faibles ruisseaux d'eau douce.

La densité de l'eau de ces lacs, qui ne dépasse pas 1,02 à la surface, croît rapidement avec la profondeur dans le premier de ces lacs, le *Medve See*, où elle atteint 1,176 à 1 mètre, et 1,197 à 14 mètres; dans le second lac, le *Mogyoroser See*, où se déverse le premier, l'accroissement de densité est moins rapide, car, à 1 mètre, la densité n'est encore que de 1,070; enfin, dans le dernier, le *Schwarzer See*, elle n'est plus que 1,019, bien que la densité vers le fond du lac soit presque aussi considérable que dans les deux autres.

Or ces singuliers lacs salés offrent cette particularité, que la température de l'eau croît rapidement à partir de la surface, puis décroît lentement à mesure que l'on s'approche du fond. Ainsi, dans le *Medve See*, la température superficielle étant de 21°, à $0^m,42$ de profondeur, elle est de 39°; à $0^m,52$, de 45°; à $1^m,32$ de 56° et décroît ensuite jusqu'à 19° à $14^m,8$. L'écart de 35° entre la température superficielle 21° et la température maximum 56° se réduit à 8° dans le *Mogyoroser See* et à 1° seulement dans le *Schwarzer See*. Au reste, ces excès de température varient d'une époque de l'année à l'autre; ils sont maxima vers le mois de septembre, minima vers le mois d'avril.

La discussion des observations conduit l'auteur à admettre *qu'il n'y a pas de source thermale à l'intérieur de ces lacs salés*, et qu'on ne peut non plus arriver à une interprétation satisfaisante en attribuant une origine chimique à la chaleur accumulée dans ces lacs. D'après lui, l'origine de cette chaleur est purement solaire.

Voici la curieuse interprétation qu'il propose et qu'il appuie d'une expérience intéressante.

Dans les conditions ordinaires, la température des eaux d'un lac est maximum dans les couches superficielles. En effet, la densité de l'eau étant sensiblement uniforme, l'eau échauffée s'élève sans diffi-

culté à la surface. Il n'en sera pas de même si la densité croît très rapidement avec la profondeur.

Les lacs dont il s'agit étant très abrités des vents, leur eau n'est pas sensiblement brassée et les couches profondes ne perdent guère de chaleur que par conductibilité, c'est-à-dire qu'elles ne peuvent perdre une quantité de chaleur notable que si leur excès de température par rapport aux couches éloignées est considérable. Au contraire, les couches superficielles perdent beaucoup de chaleur en vertu de l'évaporation et de la convection aérienne. Bien que l'absorption exercée par l'eau sur les rayons calorifiques soit grande, que, par conséquent, la chaleur reçue du soleil par des couches d'eau de plus en plus profondes soit de plus en plus faible, la température stationnaire acquise par ces couches pourra aller d'abord en croissant avec la profondeur, jusqu'à un certain maximum, comme on l'observe, en effet, sur les lacs en question.

En juillet 1901, l'auteur a fait creuser deux petits étangs qu'il a remplis d'eau salée ; à la surface de l'un de ces étangs, il a fait répandre avec précaution de l'eau douce. L'étang d'eau salée homogène n'a présenté aucune différence de température appréciable entre la surface et les couches plus profondes. Dans l'étang salé à couche superficielle d'eau douce, il ne s'est non plus rien produit de particulier tant que le temps est resté couvert ; mais, le soleil s'étant mis à briller, dès le premier jour la température profonde l'a emporté de 5° sur la température superficielle ; puis, le second jour, de 9°. Il a suffi de verser de l'eau douce à la surface de l'autre étang pour obtenir immédiatement des différences de température de même ordre.

Les lacs salés à couche superficielle d'eau douce sont donc des accumulateurs naturels de la chaleur solaire. On pourrait aisément en produire d'artificiels dans toutes les régions où l'on dispose simultanément d'eau salée et d'eau douce. E. B.

A. KALÄHNE. — Ueber die Benutzung stehenden Capillarwellen auf Flüssigkeiten als Beugungsgitter und die Oberflächenspannung von Wasser und Quecksilber (Sur l'emploi d'ondes stationnaires capillaires à la surface des liquides fonctionnant comme réseaux de diffraction, et tension superficielle de l'eau et du mercure). — P. 440-476.

Il est sans doute superflu de rappeler comment on peut déduire la mesure de la tension superficielle d'un liquide de l'observation de

l'espacement des ondes stationnaires produites à sa surface, par exemple par deux pointes fixées aux branches d'un diapason entretenu électriquement. L'originalité de la méthode employée par M. Kalähne consiste à déterminer cet espacement en employant la surface du liquide, striée par les ondes, comme un réseau de diffraction, dont l'intervalle fondamental, égal à l'espacement des stries, se déduit de l'observation de l'angle d'incidence et de l'angle de diffraction correspondant à l'une des images diffractées.

L'intervalle fondamental du réseau ainsi constitué est, dans ces expériences, de l'ordre de 1 millimètre. L'écartement des spectres de diffraction est donc très faible et doit être mesuré avec une grande précision. M. Kalähne utilisait la seconde image, qui n'était guère qu'à 28 minutes de l'image centrale : il employait pour cela un micromètre oculaire, et il évalue l'erreur relative des mesures à moins de $\frac{1}{2}$ 0/0.

Une cause d'erreur assez grave provient de la courbure des rides, qui sont, en réalité, des hyperboles homofocales. On réduit beaucoup cette cause d'erreur en disposant un écran convenable, qui ne laisse parvenir à la lunette d'observation que les rayons issus de la région centrale, où les hyperboles se confondent sensiblement avec des droites. Un calcul de correction est d'ailleurs appliqué pour rectifier les résultats.

Les expériences ont porté sur l'eau et le mercure.

Pour l'eau, les expériences donnent en moyenne 73,77 dynes par centimètre, ou 7,520 milligrammes par millimètre, les nombres extrêmes étant 7,476 et 7,577. Le nombre de M. Kalähne coïncide à peu près avec ceux que Matthiessen (1), lord Rayleigh (2), Dorsey (3) et Grunmach (4) avaient antérieurement obtenus par la méthode des ondes capillaires, et s'écarte peu de la moyenne de toutes les bonnes déterminations obtenues par d'autres méthodes.

Le mercure a donné des nombres assez peu concordants; la plus grande valeur obtenue est de 44 milligrammes par millimètre.

E. B.

---

(1) Matthiessen, *Wied. Ann.*, t. XXXVIII, p. 118; 1889.

(2) Lord Rayleigh, *Phil. Mag.*, 5e série, t. XXX, p. 395; 1890.

(3) Dorsey, *Phil. Mag.*, 5e série, t. XLIV, p. 369; 1898. — Voir *J. de Phys.*, 3e série, t. VII, p. 103; 1898.

(4) Grunmach, *Drude's Ann.*, t. III, p. 666; 1900. — Voir *J. de Phys.*, 3e série, t. X, p. 230; 1901.

TABLE DES MATIÈRES (*suite*).

JUILLET 1902.

TABLE DES MATIÈRES.

JUILLET 1902.

(*Voir* la suite à la page 3.)

Tours. — Imprimerie Deslis Frères.

Le Gérant : J. Deslis.

JOURNAL

DE PHYSIQUE

THÉORIQUE ET APPLIQUÉE,

FONDÉ

PAR J.-CH. D'ALMEIDA

ET PUBLIÉ PAR

MM. E. BOUTY, G. LIPPMANN, E. MASCART, A. POTIER,

ET

M. B. BRUNHES, adjoint à la rédaction,

AVEC LA COLLABORATION

D'UN GRAND NOMBRE DE PROFESSEURS ET DE PHYSICIENS.

QUATRIÈME SÉRIE.

TOME I. — AOUT 1902.

PARIS,

AU BUREAU DU JOURNAL DE PHYSIQUE,

11, RUE RATAUD (5e).

Le *Journal de Physique théorique et appliquée* paraît chaque mois et forme par an un volume grand in-8° de 40 à 50 feuilles, avec figures dans le texte. La première série 1872-1881 se vend 200 francs (rare). Les vingt derniers volumes, 1882-1901, se vendent séparément.... 15 fr.

Les abonnements sont annuels et partent de janvier.

Prix pour un an (12 numéros):

France... 17 fr.
Etranger... 18 fr.

On s'abonne dans tous les bureaux de poste, au nom de M. Sandoz, rue Rataud, 11. Paris, 5e.

Tout ce qui concerne la rédaction doit être adressé à M. Bouty, rue du Val-de-Grâce, 9. Paris, 5e.

Tout ce qui concerne l'administration doit être adressé à M. Sandoz, rue Rataud, 11. Paris, 5e.

La table générale des trois séries (1872-1901) est en préparation et formera un volume d'environ 350 pages dont le prix est fixé à 10 francs.

AVIS

Désireuse de publier le plus promptement possible des Analyses des Travaux étrangers, la Rédaction prie MM. les Auteurs de vouloir bien lui envoyer désormais deux exemplaires de leurs nouveaux Mémoires.

TABLE DES MATIÈRES (*suite*).

AOUT 1902.

SUR LA RÉPONSE ÉLECTRIQUE DE LA MATIÈRE VIVANTE ET ANIMÉE SOUMISE A UNE EXCITATION. — DEUX PROCÉDÉS D'OBSERVATION DE LA RÉPONSE DE LA MATIÈRE VIVANTE (1);

Par M. J.-C. BOSE.

L'effet de l'excitation sur une substance vivante est généralement mis en évidence par deux méthodes différentes. Dans le cas des tissus moteurs, l'excitation produit un changement de forme. On peut ainsi obtenir une *réponse mécanique* dans les tissus contractiles, comme les muscles. Dans d'autres tissus, les nerfs, par exemple, l'excitation ne produit aucune modification visible. Mais l'excitation du tissu peut néanmoins être manifestée au moyen de certaines variations de force électromotrice. L'avantage de la méthode d'investigation électrique réside dans sa généralité. Dans les cas où la *réponse mécanique* est observable, on trouve que les résultats de l'enregistrement mécanique et électrique sont pratiquement identiques. Dans la courbe de réponse (*fig.* 2), la partie ascendante est due à l'effet de l'excitation, la partie descendante correspond au retour spontané de la substance (recovery).

Le tissu vivant est toujours capable de réponse. Il répond à l'excitation, revient automatiquement et redevient prêt à une nouvelle réponse.

Le signe électrique de l'état de vie. — L'impulsion électrique est la mesure de l'activité physiologique du tissu. Quand l'activité physiologique est exaltée par un stimulant, l'impulsion électrique augmente d'amplitude. Quand l'activité est diminuée par des narcotiques, la réponse électrique est aussi diminuée. La réponse électrique disparaît au moment de la mort du tissu. On a pu dire, en conséquence, que « le signe le plus général et le plus délicat de la vie est la réponse électrique » (Waller). Ces phénomènes de réponse sont considérés

---

(1) Communication faite à la Société française de Physique, Séance du 5 avril 1902.

Pour une description plus détaillée de ces recherches, voir les mémoire des l'auteur :

1. *De la généralite des Phénomènes moléculaires produits par l'Électricité sur la matière organique, sur la matière inorganique et sur la matière vivante.* Congrès int. de Physique 1900.

2. *Response of Inorganic matter to stimulus. — Friday Evening Discourse, Royal Institution*, 10 May 1901.

3. *Electric Response in Ordinairy Plants and mechanical stimulus.*

généralement comme l'effet d'une « force vitale » inconnue, inaccessible aux investigations de la physique. Je me propose, dans le présent article, de montrer que cette opinion n'est pas justifiée. Je montrerai que le phénomène de la réponse, aperçu dans le cas de la vie, et resté caché jusqu'à présent dans la matière non vivante, existe aussi bien dans cette dernière.

Mais, avant de rechercher si les phénomènes de réponse des tissus animaux se rencontrent ou ne se rencontrent pas dans les substances inorganiques, il convient de voir s'ils ne sont pas parallèles à ceux que présente le monde intermédiaire des végétaux.

Les conditions de l'obtention de la réponse électrique. — Si nous prenons un tissu vivant, un fragment de nerf, par exemple, et que nous le frappions en C, les ondes de la perturbation excitatrice atteindront A et B (*fig.* 1 *a*).

Ce phénomène sera accompagné par des ondes de perturbation électrique. Si A et B sont dans le même état moléculaire, la perturbation électrique en A et B sera la même.

L'effet résultant sur le galvanomètre sera la force électromotrice $E_A - E_B$. Comme les deux termes de cette différence sont égaux, l'effet sur l'un des contacts fera équilibre à l'effet sur l'autre, et le galvanomètre ne montrera aucun effet résultant.

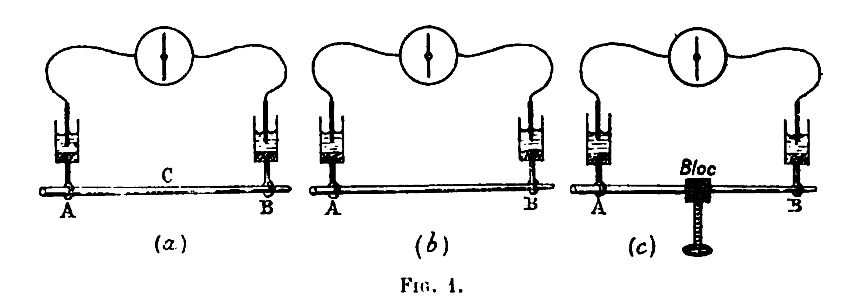


Fig. 1.

Si nous voulons obtenir une « réponse résultante » différente de zéro au galvanomètre, nous pouvons procéder de deux manières différentes :

1° *Méthode de la détérioration.* — Nous pouvons tuer une des extrémités, B, par exemple, au moyen d'un poison ou par la chaleur. En excitant le tissu, on produira en A un effet qui ne sera compensé par aucun autre (*fig.* 1 *b*);

2° *Méthode du bloc.* — Nous pouvons aussi faire en sorte que l'excitation en A n'atteigne pas B, et réciproquement.

L'excitation donnera alors lieu à un courant passager de réponse allant dans un certain sens quand c'est A qui est excité, et en sens inverse quand c'est B qui est excité (*fig.* 1 *c*).

Nous pouvons nous servir de l'une ou de l'autre de ces deux méthodes pour montrer la réponse dans les plantes.

La méthode du bloc est plus parfaite, en ce sens qu'elle permet de doubler et d'inverser les observations.

La réponse des plantes est physiologique ou vitale. — Quand la plante est tuée par un poison ou au moyen d'eau chaude, la réponse électrique disparaît. Ce fait peut être montré d'une manière frappante en tuant l'une des moitiés de la plante (racine de carotte) avec de l'eau chaude, en constatant que la moitié morte ne donne aucune réponse, tandis que l'autre moitié manifeste une réponse énergique. On peut aussi tuer l'une des extrémités au moyen d'un poison tel que le bichlorure de mercure ou une solution concentrée de potasse. La réponse est abolie à l'extrémité tuée.

La réponse dans les métaux. — Je vais maintenant montrer que cette réponse électrique, qui est considérée comme un caractère de la vie, ne se limite pas aux objets vivants, mais appartient aussi bien aux corps inorganiques.

J'ai ici un morceau de fil métallique, j'excite l'extrémité A ou l'extrémité B, et vous observez le phénomène de la réponse électrique.

Je vais maintenant montrer que, non seulement les plantes et les métaux présentent le phénomène de la réponse, comme les tissus animaux, mais que ces réponses sont modifiées par l'influence des conditions extérieures exactement de la même manière que la réponse des tissus animaux.

Il n'y a pas une seule des circonstances de la réponse des muscles et des nerfs qui ne soit parallèle à un phénomène de réponse dans les métaux ou les plantes. Ce sujet est très étendu, et je ne puis ici mentionner que quelques-uns des faits les plus importants :

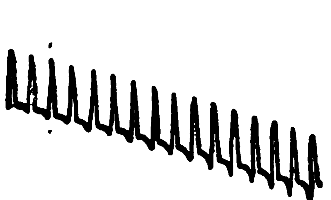
1° *Méthode de la détérioration et méthode du bloc.* — Dans les trois classes, substances animales, végétales et inorganiques, la réponse peut être obtenue par la méthode de la détérioration ou par la méthode du bloc.

2° *Réponse uniforme, fatigue et réponse en escalier.* — Dans le cas

des tissus animaux, il y a trois types de réponse à une excitation uniforme.

a) La réponse est *uniforme* dans les nerfs.

Le même genre de réponse se retrouve dans certaines plantes (radis) et métaux (étain) (*fig*. 2).







(*a*) (*b*) (*c*)

Fig. 2. — Réponse uniforme. — (*a*) dans un nerf (Waller); — (*b*) dans une plante; — (*c*) dans un métal.

b) Les réponses successives manifestent une diminution ou fatigue comme dans les muscles. La même chose se présente dans certaines plantes (céleri) et quelques métaux (*fig*. 3).





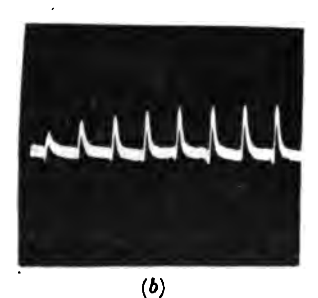
(*a*) (*b*)

Fig. 3. — Fatigue. — (*a*) dans une plante (céleri); — (*b*) dans un métal (platine).

Dans les muscles, l'effet de la fatigue disparaît après une période de repos. Ceci est vrai, également, pour les plantes et les métaux.

c) Par contre, certains tissus animaux montrent une réponse croissante à une série d'excitations uniformes successives. Ceci est

connu sous le nom « d'effet en escalier ». Cette particularité se retrouve dans la réponse de plantes et de matières inorganiques (*fig.* 4).

(*a*) (*b*)
FIG. 4. — Réponse croissante (Effet en escalier). — (*a*) dans une plante ; (*b*) dans un métal.

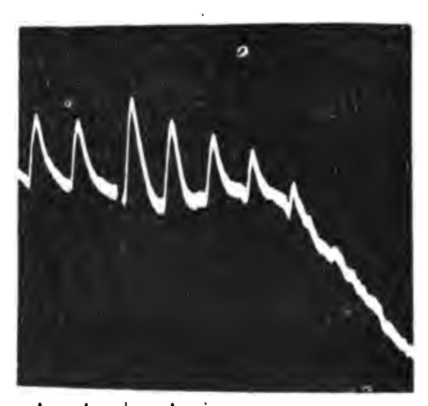
3° *Effets de superposition.* — Dans les types de substances, des excitations inefficaces deviennent efficaces par superpositions. Ou encore : des excitations se succédant rapidement produisent un effet maximum, auquel fait équilibre une force antagoniste ; une continuation n'augmente pas l'effet produit (*fig.* 5).




(*a*) (*b*)
FIG. 5. — « Tétanos » dans une plante (*a*) et dans un métal (*b*).

4° *Effet de la température.* — Dans les tissus animaux, une température trop basse produit une rigidité due au froid, et une tempé-

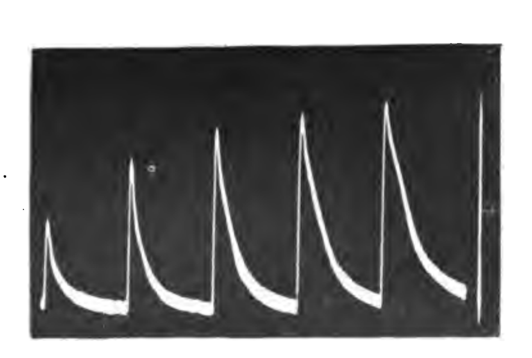
rature trop élevée une rigidité due à la chaleur, quand la réponse est supprimée. Dans les plantes, il est aisé de déterminer les points de mort, correspondant à une température basse ou élevée. Dans les métaux aussi, une température trop basse produit quelquefois un état de torpeur qui réduit ou abolit la réponse. Une température trop élevée diminue aussi la réponse électrique (*fig.* 6) ;

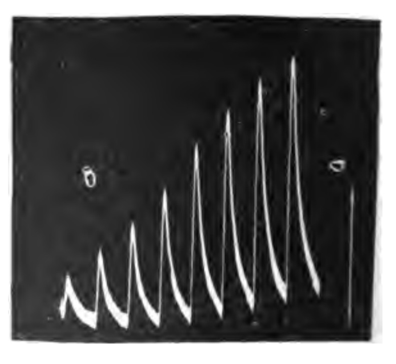


Avant. | Après.

Fig. 6. — Réponse d'une plante abolie par la vapeur.

5° *Relation quantitative entre l'excitation et la réponse.* — L'effet de l'excitation amenant la réponse n'est pas un phénomène acciden-





(*a*) (*b*)

Fig. 7. — Réponse croissante correspondant à une excitation dans une plante (*a*) et dans un métal (*b*). — La verticale placée à la droite de chacune des figures représente un volt.

tel ; mais un accroissement de l'excitation produit toujours un accroissement de la réponse, avec une tendance à s'approcher d'une

limite, fait exprimé par la loi de Weber-Fechner. Non seulement nous rencontrons cette loi dans la réponse des tissus animaux, mais nous trouvons qu'elle persiste pour les plantes et les métaux ;

6° *Action des substances chimiques.* — Effet des stimulants. — Des stimulants variés exaltent la réponse des tissus animaux. Je trouve aussi que divers agents, Na^2CO^3 par exemple, excitent la réponse électrique dans les métaux (*fig.* 8).

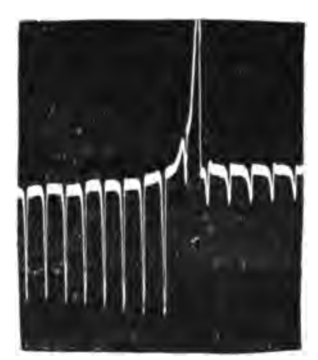
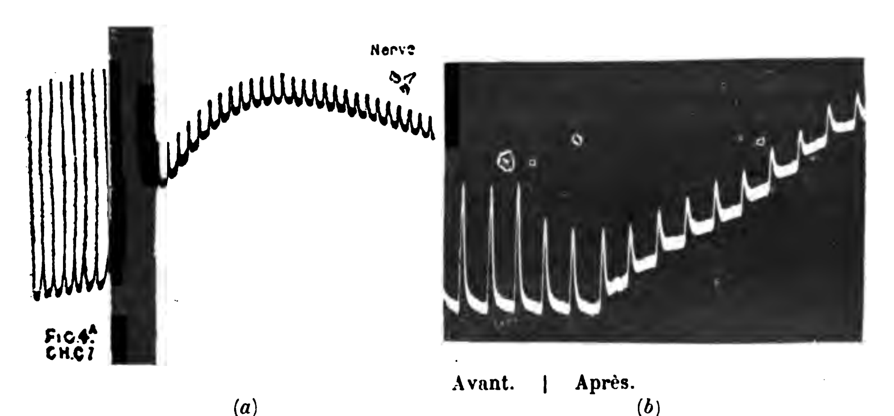


Fig. 8. — Action stimulante du carbonate de soude sur le platine.

Effet des déprimants. — D'autres produits amènent une dépression, le bromure de potassium, par exemple.

Effet des narcotiques. — Quand un nerf est soumis à l'action du



Avant. | Après.

(*a*) (*b*)

Fig. 9. — Effet déprimant du chloroforme sur un nerf (*a*) (Waller) et sur une plante (*b*).

chloroforme, il présente une diminution continue de la réponse, à

mesure que l'effet anesthésique progresse. Je trouve des effets tout à fait similaires dans les plantes (*fig.* 9).

Effets des poisons. — Des poisons variés, tels que le bichlorure de mercure, la potasse concentrée, etc., tuent l'animal, et la dépense électrique disparaît avec la mort du tissu. C'est sur ce fait qu'est fondée l'expérience qui prononce en dernier ressort entre les phénomènes physiques et physiologiques. Ce qui est vivant est capable de mourir et nous pouvons accélérer la mort par le poison. Le signe de la vie, donné par les impulsions électriques, s'affaiblit jusqu'à cessation complète. L'immobilité moléculaire — la rigidité cadavérique — survient, et ce qui était vivant ne vit plus.

Je montre deux relevés graphiques sur lesquels on voit comment un nerf et une plante sont tués progressivement par l'action du poison — la potasse.

Pouvons-nous tuer de la même manière un morceau de métal? Voici un graphique qui montre comment la réponse de l'étain a été tuée par la potasse (*fig.* 10). L'acide oxalique est un poison mortel pour les animaux. C'est aussi un poison pour les métaux.

Effet de la dose. — Il reste le très curieux phénomène connu non seulement de ceux qui ont étudié la réponse physiologique, mais aussi dans la pratique médicale, que des effets opposés sont produits par la même substance donnée à forte ou à faible dose. Ici encore, les mêmes phénomènes se reproduisent d'une manière extraordinaire dans la réponse inorganique, le même réactif qui devient un poison en grandes quantités agissant comme stimulant employé à faible dose (*fig.* 11).

Nous avons vu que l'instabilité ou la faculté de réponse n'est pas limitée aux tissus vivants. Cette conception inexpliquée de l'irritabilité « devient le point de départ », pour citer les paroles de Verworn, « du vitalisme » qui, dans sa forme complète, affirme un dualisme de la nature vivante et inanimée. Les vitalistes ont, de bonne heure, mis de côté plus ou moins complètement les explications mécaniques et chimiques de phénomènes vitaux et introduit, comme principe explicatif, une « force hypermécanique » inconnaissable qui est censée tout diriger.

Tandis que les forces chimiques et physiques rendent compte de tous les phénomènes des corps inanimés, dans les organismes vivants cette force spéciale met en œuvre et règle toutes les actions vitales. Le simple mot de « force vitale » remplaçant toute explica-

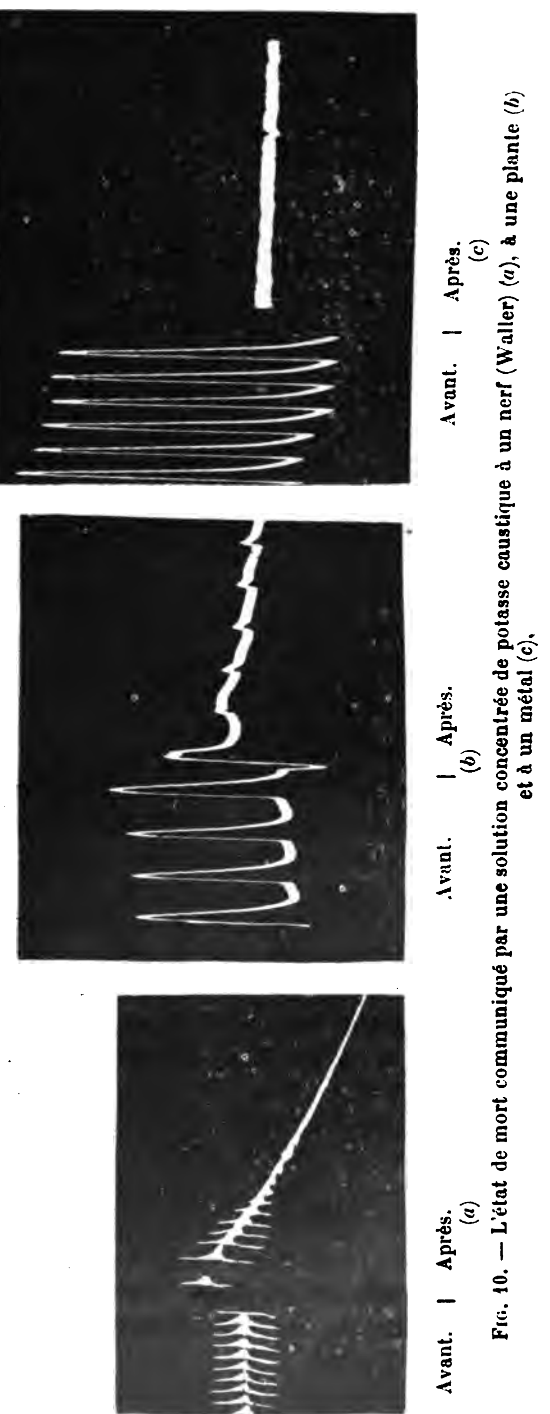
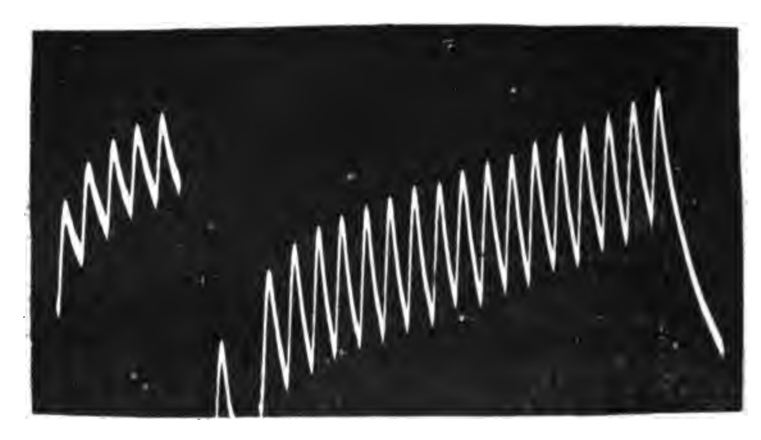


Fig. 10. — L'état de mort communiqué par une solution concentrée de potasse caustique à un nerf (Waller) (*a*), à une plante (*b*) et à un métal (*c*).

tion a été considéré comme satisfaisant et signifiait une force mystérieuse appartenant aux seuls organismes.



Avant. | Après.

Fig. 11. — Action stimulante d'une faible « dose » de potasse sur un métal (à comparer avec la *fig.* 10, *c*).

J'ai montré que la réponse de la matière vivante dans ses diverses manifestations ne constitue que des répétitions de phénomènes physiques présentés par les corps inorganiques. Il n'y a en cela aucun élément de mystère ou de caprice, comme celui qu'introduit la supposition d'une force vitale hypermécanique agissant en contradiction et au défi des lois physiques qui gouvernent le monde de la matière. Nulle part, dans toute l'étendue de ces phénomènes de réponse, comprenant les animaux, les plantes et les métaux, nous ne découvrons une rupture de la continuité. Si jamais nous devons comprendre le mécanisme compliqué de la machine animale, il faudra cesser de se dérober aux problèmes qu'elle pose par l'usage de simples phrases qui n'expliquent rien.

RÉSUMÉ

Nous avons vu que les phénomènes de réponse n'imposent pas la supposition d'une force vitale. Ils sont, au contraire, des phénomènes physico-chimiques, susceptibles d'examen par les méthodes

physiques aussi bien que n'importe quel autre du domaine inorganique.

Les physiologistes nous ont montré comment on peut lire, dans les courbes de réponse, l'histoire de l'influence des divers agents et conditions extérieures sur le phénomène de la vie. Nous pouvons tracer, au moyen de courbes, la décroissance graduelle de l'activité quand la fatigue intervient, par des températures excessives, par des agents chimiques, l'exaltation produite par des stimulants et l'arrêt de la vie produit par le poison.

Les recherches que nous venons de décrire peuvent peut-être nous faire faire un pas en avant, en nous montrant que ces choses ne sont pas déterminées par une force vitale inconnaissable et arbitraire, mais par le fonctionnement de lois qui règnent également et uniformément sur le monde organique et inorganique.

SUR LES FRANGES DES LAMES MINCES AU VOISINAGE DE LA RÉFLEXION TOTALE;

Par M. J. MACÉ DE LÉPINAY.

Jamin, dans la dernière partie de son mémoire sur les anneaux de Newton[1], a signalé les aspects singuliers que prennent ces franges lorsqu'on les examine en lumière homogène sous une incidence voisine de celle qui correspond à la réflexion totale (l'une au moins des surfaces limitant la lame mince doit être, à cet effet, l'une des surfaces d'un prisme). Si l'on n'a guère, depuis, étudié davantage ces curieux phénomènes, c'est que, en général, dit Jamin, « les apparences sont loin d'être nettes, et l'on croit reconnaître, à la fatigue de l'œil et aux efforts que l'on est obligé de faire, que les anneaux ne se forment pas au même lieu, mais à des points plus ou moins éloignés, ce qui ne permet pas de les voir tous à la fois ».

Jamin ajoute bien que « ces apparences deviennent bien marquées quand on éclaire l'appareil avec la lumière qui sort d'une fente étroite et qu'on décompose préalablement avec un prisme ». En fait, les conditions ainsi réalisées devraient, d'après la théorie générale de visibilité des franges d'interférence[2], être suffisantes pour faire

(1) *Ann. de Ch. et de Ph.*, 3e série, t. XXXVI, p. 158; 1852.

(2) MACÉ DE LÉPINAY et FABRY, *J. de Phys.*, 2e série, t. X, p. 15; 891.

apparaître nettement les anneaux, tout au moins dans une partie du champ ; mais la théorie générale ne s'applique pas au cas actuel, parce qu'au voisinage de la direction limite, à une très petite variation de l'angle d'incidence dans le prisme, correspondent une variation considérable de l'angle d'incidence r dans la lame mince et par suite de ce fait que ce dernier angle r est voisin de 90°, une variation considérable de la différence de marche $2ne \cos r$.

Il suffit, on le voit par là, pour obtenir une localisation parfaite dans la lame mince, que l'angle d'incidence ait une valeur unique et bien déterminée. On réalise aisément ces conditions en plaçant le système producteur des franges sur la plate-forme d'un goniomètre, la fente éclairante étant suffisamment étroite, exactement placée au foyer de la lentille collimatrice, et orientée bien normalement au plan d'incidence. Ces conditions doivent être d'autant plus rigoureusement remplies que l'on est plus près de l'incidence limite.

C'est en opérant ainsi qu'ont été obtenues les photographies ci-contre, qui ne donnent cependant qu'une faible idée de la beauté du phénomène. Les conditions exactes de leur obtention sont les suivantes :

Lumière réfléchie. — Prisme équilatéral de flint, d'indice 1,7233. — Plan d'incidence horizontal. — Lumière verte de l'arc au mercure.



Fig. 1. — Rayon de courbure de la lentille : 4 mètres; incidence dans la lame mince : 86° 30′ environ.



Fig. 2. — Rayon de courbure de la lentille : 1 mètre; incidence dans la lame mince : 89° environ.

— Plaques isochromatiques sensibles au jaune et au vert. — Durée de pose : une heure. — Images agrandies deux fois. — Direction

de la lumière : de gauche à droite. — Quoique l'examen de ces figures suffise pour caractériser les phénomènes observés, je signalerai particulièrement les faits suivants :

Premier cas. — Au voisinage du plan d'incidence passant par le centre des anneaux, chacune des franges sombres se trouve immédiatement bordée, d'un seul côté, par une frange brillante très étroite, suivie d'une série de franges de moins en moins nettes, alternativement brillantes et sombres. Il en résulte, dit Jamin, « que chaque anneau paraît être en saillie sur le fond, qu'il paraît être éclairé d'un côté et porte des ombres sur le fond ». Ajoutons, pour achever de caractériser ce phénomène, que ces ombres apparentes sont inverses de celles que porteraient des anneaux en relief éclairés par la lumière incidente.

Dans le plan normal au plan d'incidence passant par le centre des anneaux, ces derniers conservent leur aspect normal, c'est-à-dire celui qui résulte, comme l'a montré M. Fabry (1), des formules d'Airy, de bandes noires étroites se détachant sur un fond à peu près uniformément éclairé.

Lorsque l'on observe ces mêmes franges sous une incidence de plus en plus voisine de l'incidence limite, le phénomène est moins brillant, mais présente des particularités qui méritent d'être signalées, parce que les faits observés sont bien différents de ceux que signale Jamin, qui lui avaient paru inexplicables, mais qui tenaient uniquement au défaut de localisation et, par suite, de netteté des franges observées par lui. Sur la moitié du champ, celle qui se trouve du côté de la lumière réfléchie, les anneaux s'effacent progressivement, et finissent (*fig.* 2) par disparaître complètement. En aucun cas on ne voit « les demi-anneaux subsistants présenter deux points de rebroussement et se prolonger par deux branches verticales accompagnées d'interférences secondaires ».

Signalons en outre, quoique ce phénomène, comme nous le verrons, ne présente qu'un intérêt secondaire, que les portions d'anneaux subsistants sont excentrées par rapport à la tache centrale et finissent par prendre une forme complexe, même dans la partie comprise dans un plan normal au plan d'incidence passant par le centre des anneaux, c'est-à-dire au voisinage des points de disparition.

Des phénomènes tout à fait analogues s'observent dans le cas

(1) Thèse et *J. de Phys.*, 2e série, t. X, p. 315; 1892.

d'une lame mince prismatique; mais on ne les obtient que successivement, en faisant varier d'une expérience à l'autre l'orientation de l'arête de la lame mince par rapport au plan d'incidence: même forme complexe des franges lorsque l'arête est normale au plan d'incidence; même disparition progressive et continue de ces franges lorsque, dans le même cas, l'arête est située du côté de la lumière incidente et que l'on est suffisamment rapproché de l'incidence limite.

Une différence essentielle est toutefois la suivante : lorsque l'arête du prisme est parallèle au plan d'incidence, l'aspect des franges, qui se présentent, comme on devait s'y attendre, par analogie, sous la forme de bandes noires étroites se détachant sur un fond uniformément éclairé, subsiste jusqu'au bout, quelque rapproché que l'on soit de l'incidence limite; seulement elles ne restent visibles qu'à la condition de rétrécir progressivement la fente, ce qui se conçoit, car la condition de visibilité : $r = C^{te}$, doit être satisfaite d'une manière de plus en plus rigoureuse. Ce fait est important en ce qu'il nous montre que la complexité que finissent par présenter les anneaux dans le plan normal au plan d'incidence est une simple conséquence de la forme courbe de l'une des surfaces réfléchissantes.

La théorie de ces phénomènes, que Jamin n'a fait qu'indiquer, suffit pour rendre compte de tous les faits observés. Elle se présente sous une forme simple dans le cas de lames prismatiques.

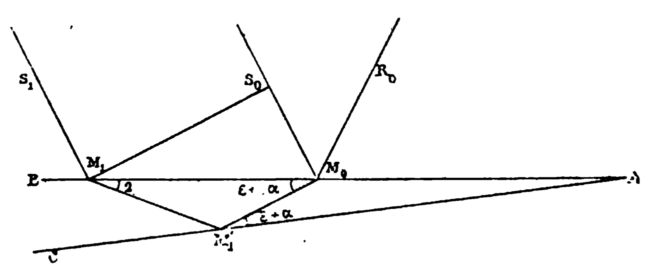


Fig. 3.

Considérons le cas où l'arête du prisme est normale au plan d'incidence et tournée du côté de la lumière réfléchie (*fig.* 3). Soient : e l'épaisseur au point visé, M_0; α l'angle au sommet du prisme, et $\varepsilon = 90 - r$, r étant l'angle de réfraction dans la lame mince correspondant à l'angle d'incidence dans le prisme. Un calcul simple

montre qu'en toute rigueur la différence de marche que présentent, en leur point de croisement en M_0, les deux rayons qui se sont réfléchis, l'un sur la première, l'autre, une seule fois, sur la seconde face de la lame mince, est (en supposant cette dernière remplie d'air) :

$$\delta_1 = 2e \sin(\varepsilon + \alpha).$$

Or, dans le cas actuel, les deux angles α et ε étant de même ordre de grandeur, nous n'avons pas le droit, comme on le fait d'ordinaire, de négliger α vis à-vis de ε. La différence de marche, par rapport au premier rayon, de celui qui s'est réfléchi trois fois dans la lame mince s'obtiendrait de même; il est plus simple de remarquer qu'elle est la même que pour un rayon qui n'aurait subi qu'une seule réflexion dans une lame mince d'angle au sommet double. Elle est donc :

$$\delta_2 = 4e(\varepsilon + 2\alpha).$$

Pour un rayon ayant subi $2p+1$ réflexions intérieures, elle sera :

$$\delta_p = 2pe(\varepsilon + p\alpha).$$

Tous ces rayons, d'ailleurs, arrivant en M_0 sous des angles d'incidence décroissants, concourent tous à l'éclairement de ce point, d'autant plus qu'au voisinage de l'incidence limite les amplitudes des mouvements vibratoires correspondant à ces rayons ne décroissent que lentement.

On voit immédiatement l'origine, indiquée par Jamin, des franges surnuméraires qui accompagnent les franges principales; les différences de marche correspondant à ces divers rayons ne varient pas en progression arithmétique, mais suivant une loi plus complexe; les franges auxquelles donneraient isolément naissance ces divers rayons avec celui qui s'est réfléchi extérieurement sur la lame mince seraient déboîtées les unes par rapport aux autres et ne se superposeraient pas.

Si nous supposons, en second lieu, que l'arête de la lame mince, toujours normale au plan d'incidence, soit placée du côté de la lumière incidente, le même raisonnement montrerait que les formules ci-dessus sont applicables, à la condition de supposer que l'angle α est alors négatif. Mais, dans ce cas, *le nombre des rayons interférents est toujours limité.* Le rayon qui a subi $2p - 1$ réflexions intérieures fait en effet, en arrivant en M_0, avec la surface, un angle $\varepsilon - 2p\alpha$, et, cet angle ne pouvant être négatif, le nombre des rayons

interférents est au plus $\frac{\varepsilon}{2\alpha}$. Si, en particulier, $\frac{\varepsilon}{\alpha}$ est plus petit que 2, il n'y a plus qu'un seul rayon, et les franges disparaissent.

Supposons, enfin, que l'arête de la lame mince soit parallèle au plan d'incidence : L'intersection de la lame mince prismatique par le plan d'incidence est alors constituée par deux droites parallèles.

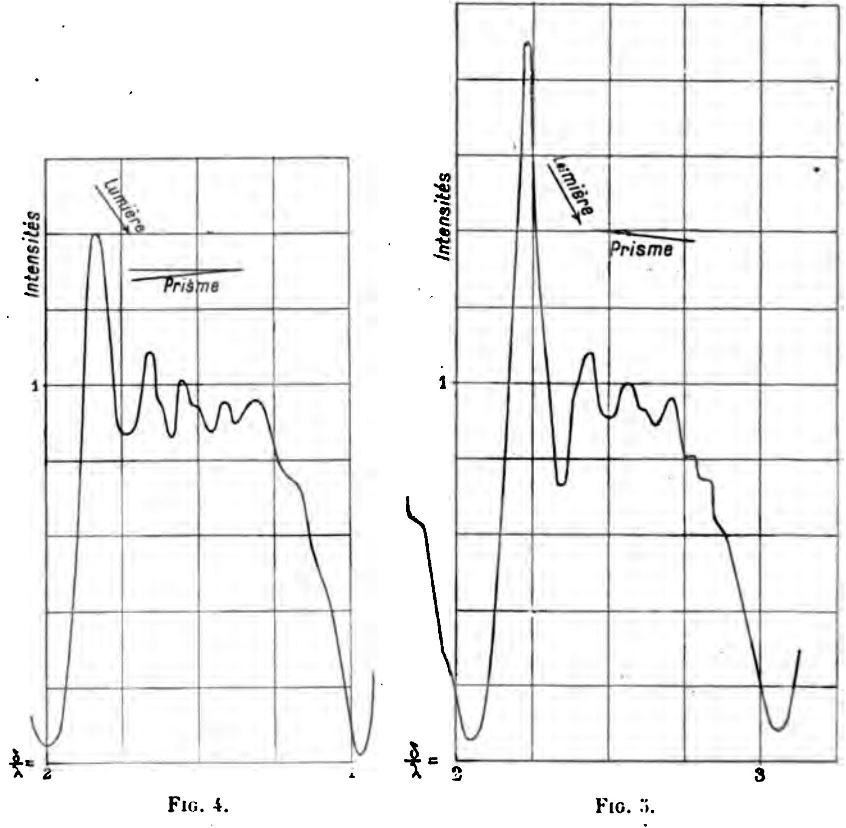


Fig. 4.

ε et α de mêmes signes, $\frac{\varepsilon}{\alpha} = 80$, coefficient de réflexion $r_0 = 0,80$.

Fig. 5.

ε et α de signes contraires, $\frac{\varepsilon}{\alpha} = -80$, coefficient de réflexion $r_0 = 0,80$.

Il en résulte que, quel que soit le nombre des réflexions intérieures, l'angle d'un rayon avec l'une ou l'autre des surfaces réfléchissantes demeure constant et égal à ε. Les formules d'Airy sont alors applicables ; les franges surnuméraires n'existent pas.

Il n'en est plus de même si l'une des surfaces réfléchissantes est convexe. De là, sans qu'il soit nécessaire d'insister, les particularités que présentent, comme on l'a vu, les anneaux dans le cas correspondant à celui qui nous occupe.

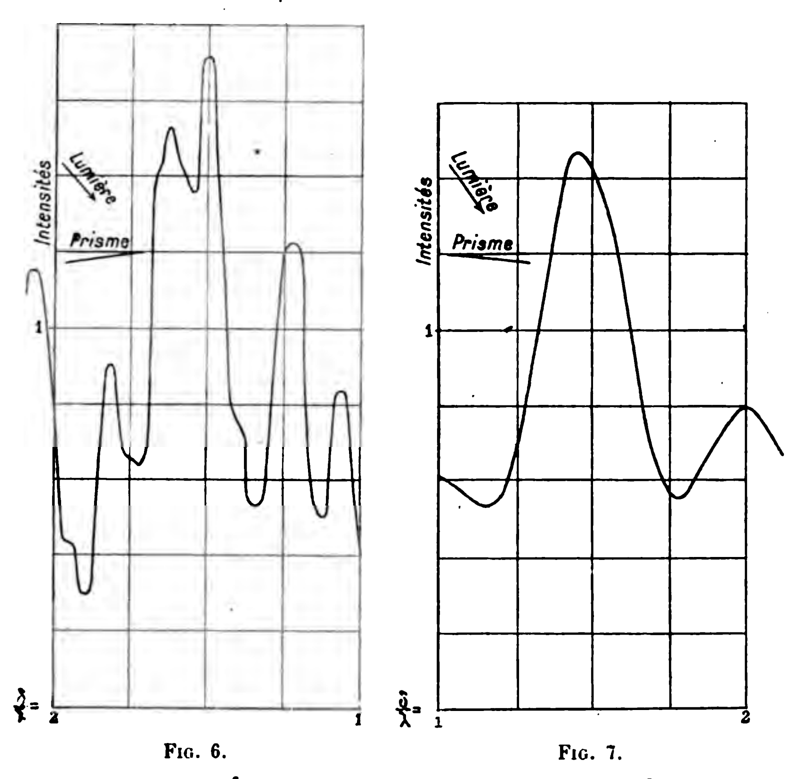


Fig. 6.

ε et α de mêmes signes, $\frac{\varepsilon}{\alpha} = 9$, coefficient de réflexion $r_0 = 0{,}90$.

Fig. 7.

ε et α de signes contraires, $\frac{\varepsilon}{\alpha} = -9$, coefficient de réflexion $r_0 = 0{,}90$.

Par suite, malheureusement, de la complexité de la loi des différences de marche, il est impossible de trouver une expression simple de l'intensité en chaque point, même dans le cas d'une lame prismatique. Un contrôle rigoureux de la théorie m'a paru d'ailleurs inutile. Je me suis donc contenté d'effectuer le calcul complet, laborieux, dans un petit nombre de cas particuliers, correspondant à peu près aux conditions de quelques-unes de mes expériences. Les courbes obtenues (*fig.* 4, 5, 6 et 7), en prenant comme

ordonnées les intensités lumineuses, l'intensité de la lumière incidente étant représentée par 1, suffisent pour montrer la concordance entre les résultats généraux du calcul et de l'observation [1].

SUR LA DIFFÉRENCE DE POTENTIEL ET L'AMORTISSEMENT DE L'ÉTINCELLE ÉLECTRIQUE A CARACTÈRE OSCILLATOIRE;

Par M. F. BEAULARD.

En vue de recherches entreprises sur la dispersion électrique par la méthode de Graetz (déviation d'un ellipsoïde convenablement orienté dans le champ électrostatique alternatif), j'ai été amené, afin de déterminer la valeur efficace du champ, à étudier la différence de potentiel aux bornes d'un micromètre entre les boules duquel éclate une étincelle ayant le caractère oscillatoire.

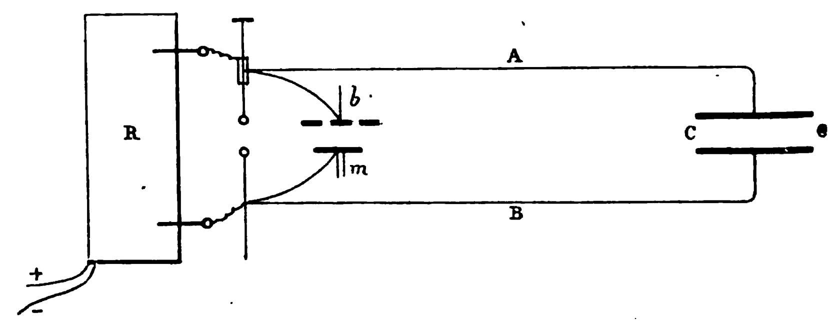


FIG. 1.

J'ai utilisé à cet effet le dispositif suivant (*fig.* 1) : Des bornes d'une

---

(1) L'expression générale du coefficient de réflexion initial est $r_0 = 1 - 2\varepsilon \operatorname{tg} i$, i étant l'angle limite dans le prisme. Les données admises pour obtenir les *fig.* 4 et 5 sont sensiblement : $\varepsilon = 7°$, $\alpha = 3'15''$; pour les *fig.* 6 et 7 : $\varepsilon = 3°30'$, $\alpha = 2'20''$. Le calcul pour une valeur de ε moindre que cette dernière eût été impraticable à cause du trop grand nombre de rayons interférents dont il aurait fallu tenir compte.

Il est intéressant de rapprocher ces données de celles qui correspondent, par exemple, au premier anneau dans les *fig.* 1 et 2. Il est facile de les déduire du diamètre de cet anneau. Ce sont :

Fig. 1 : $\varepsilon = 3°30'$; $\alpha = 5'15''$; $\frac{\varepsilon}{\alpha} = 40$; $r_0 = 0,91$.

Fig. 2 : $\varepsilon = 33'$; $\alpha = 2'10''$; $\frac{\varepsilon}{\alpha} = 2,5$; $r_0 = 0,98$.

bobine d'induction partent deux fils parallèles A et B de quelques mètres de longueur, dont les extrémités libres viennent aboutir respectivement aux deux plateaux d'un condensateur CC, tandis qu'un micromètre à étincelles muni d'un vernier à 1/10 de millimètre, placé en dérivation sur les deux fils, permet de mesurer la distance explosive de l'étincelle. Un tube à vide disposé perpendiculairement à la direction des fils, et mobile parallèlement à lui-même, permet de constater l'existence d'un champ électrostatique alternatif pour des longueurs d'étincelles variables de $0^{cm},1$ à 1 centimètre.

La mesure de la différence de potentiel se fait au moyen d'un électromètre absolu analogue à celui utilisé jadis par M. Baille; cet appareil de mesure est constitué par un système de deux plateaux parallèles; l'un, à anneau de garde, est suspendu au fléau d'une balance sensible; l'autre peut être déplacé parallèlement à lui-même : la distance des deux plateaux est mesurée au 1/10 de millimètre. On opère une surcharge de $0^{gr},05$; les plateaux bien isolés, chargés alternativement à des potentiels égaux et de signes contraires, sont rapprochés l'un de l'autre jusqu'au moment où l'équilibre est détruit.

J'ai introduit la modification suivante au dispositif habituel; le disque mobile en aluminium n'est plus dans le plan de l'anneau de garde dès qu'on a mis la surcharge; pour le ramener facilement dans le plan de l'anneau, la tige, également en aluminium, qui le supporte, peut coulisser à frottement dur dans un mince tube de même métal, lequel, terminé par un crochet, est suspendu au fléau de la balance; en déplaçant légèrement le disque le long de cette coulisse, on l'amène dans le plateau de l'anneau de garde; il est ainsi très facile d'apprécier le moment exact où l'équilibre est détruit, dès que le plateau mobile descend au-dessous de l'anneau de garde.

On opère de la façon suivante : Les boules du micromètre à étincelles (1 centimètre de diamètre), nettoyées à l'émeri fin et lavées à l'alcool, sont amenées d'abord au contact; on lit la division correspondante sur le vernier du micromètre et on les écarte de 1, 2... millimètres, etc. La distance explosive à laquelle on veut opérer étant ainsi établie, on agit sur la vis micrométrique qui commande le déplacement vertical du plateau inférieur jusqu'au moment où l'équilibre est détruit; soit d_1 la distance des deux plateaux; la durée

de l'expérience est d'environ 12 secondes ; cela posé, on éloigne le plateau inférieur à une distance $d_2 > d_1$, telle qu'il n'y ait pas d'attraction suffisante pour vaincre l'effet de la surcharge ; on dispose alors (l'étincelle n'éclatant pas au micromètre) le plateau inférieur à une distance $d = \frac{d_1 + d_2}{2}$ du plateau mobile ; on met l'inducteur en marche et on agit sur la vis qui rapproche le plateau inférieur jusqu'à ce qu'on voie le plateau supérieur quitter le plan de l'anneau de garde : la distance des deux plateaux est alors D ; la durée de cette pesée n'est que de trois secondes. Toutes les expériences sont ainsi conduites de façon à ce que la durée de toutes les épreuves soit la même à peu près.

L'électromètre détermine la différence de potentiel efficace v correspondant à la différence de potentiel périodique :

$$V = Be^{-\alpha t} \cos \frac{2\pi}{T} (t + k),$$

c'est-à-dire que l'électromètre détermine la racine carrée de la moyenne quadratique des potentiels oscillants, car les deux plateaux sont, à chaque instant, à des potentiels égaux et de signes contraires, et l'attraction exercée par les deux plateaux l'un sur l'autre est à chaque instant proportionnelle au carré de cette différence de potentiel. La formule classique de l'électromètre absolu donnera donc la valeur v par la relation :

$$v = d \sqrt{\frac{8\pi pg}{S}} = \frac{d}{r} \sqrt{8pg},$$

où d représente la distance de deux plateaux, p la surcharge et r le rayon du plateau circulaire mobile.

Le tableau suivant (moyenne de 10 séries d'expériences) donne, pour des largeurs d'étincelles variables de $0^{cm},1$ à 1 centimètre, la valeur de v, et, en même temps, les différences de potentiel v' qui correspondent, d'après le travail de MM. Bichat et Blondlot, à la même distance explosive.

	v	v'	Différence
1mm	1,573	16,10	14,53
2	1,967	27,50	25,53
3	2,324	38,20	35,88
4	2,700	47,70	45,00
5	3,085	56,30	53,22
6	3,471	64,90	61,43
7	4,048	71,60	67,55
8	4,812	77,00	72,19
9	7,032	81,60	74,57
10	8,043	84,70	76,66

On peut déduire des données précédentes la valeur de l'amortissement. La différence de potentiel est représentée par la fonction :

$$V = Be^{-\alpha t} \cos \frac{2\pi}{T} (t + k);$$

il est facile de voir que l'intégrale $\int V^2 dt$, étendue à une période, a pour valeur (POINCARÉ, *Oscillations électriques*, p. 164):

$$\frac{T}{2} B^2 e^{-2\alpha t_0}.$$

Il faut étendre l'intégrale à une décharge totale; la valeur est approximativement la même que celle de l'intégrale

$$\frac{B^2}{2} \int^{\infty} e^{-2\alpha T} dT,$$

c'est-à-dire que la valeur de l'intégrale totale $\int V^2 dt$ est égale à :

$$\frac{B^2}{4\alpha}.$$

Cela posé, il est évident qu'une seule décharge est insuffisante pour agir sur l'électromètre-balance; soit n le nombre de décharges par seconde, la valeur v de la différence de potentiel efficace s'obtiendra de la façon suivante.

Supposons construite la courbe :

$$V^2 = B^2 e^{-2\alpha t_0} \cos^2 \frac{2\pi}{T} (t + K);$$

en portant t en abscisses et V^2 en ordonnées, la valeur de l'aire rela-

tive aux n décharges qui sont distribuées dans une seconde est :

$$n\frac{B^2}{4\alpha};$$

il faut trouver la hauteur v^2 d'un rectangle, de base égale à l'abscisse qui correspond à l'unité de temps, tel que la surface de ce rectangle soit $n\frac{B^2}{4\alpha}$; d'où la relation :

$$v^2 = n\frac{B^2}{4\alpha}.$$

Comme pendant la première période α est très petit, on a sensiblement :

$$V = B\cos\frac{2\pi}{T}(t + K),$$

c'est-à-dire que la première étincelle part du micromètre au potentiel $v' = B$; la valeur de la différence maxima de potentiel B correspond, en effet, à la plus grande distance que l'étincelle puisse franchir; on la désigne parfois sous le nom d'étincelle-pilote; elle ferme le circuit et permet au système oscillateur de se décharger à travers cette résistance de nature particulière; les travaux d'Hemsalech ont montré, en effet, combien cette étincelle se différencie des suivantes; les raies de l'air apparaissent uniquement dans le spectre de la première étincelle; les raies métalliques s'observent dans le spectre des étincelles suivantes.

Il résulte de ce qui précède que l'on a à la fois :

$$v'^2 = B^2, \qquad v^2 = n\frac{B^2}{4\alpha} = n\frac{v'^2}{4\alpha};$$

d'où :

$$\alpha = \frac{1}{4}n\frac{v'^2}{v^2}.$$

Il faut connaître n, c'est-à-dire le nombre de décharges par seconde de la bobine de Ruhmkorff; d'une série de mesures faites par la méthode de l'inscription graphique, soit directement sur le trembleur de la bobine, soit sur un interrupteur électromagnétique de Déprez interposé dans le circuit primaire, il résulte que $n = 19,5$. On a, par suite, tous les éléments du calcul de v.

On a ainsi obtenu le tableau suivant :

Distances explosives	α	$\theta = \frac{4{,}606}{\alpha}$
1mm	487,5	0sec,0094
2	955,5	0 ,0048
3	1306,5	0 ,0035
4	1521,0	0 ,0030
5	1618,5	0 ,0028
6	1696,5	0 ,0027
7	1521,0	0 ,0030
8	1248,0	0 ,0036
9	682,5	0 ,0067
10	546,0	0 ,0084

La troisième colonne donne, en secondes, le temps θ au bout duquel l'amplitude du potentiel oscillant est réduite à $\frac{1}{100}$ de sa valeur primitive ; θ se calcule par la relation :

$$Be^{-\alpha\theta} = \frac{1}{100} B$$
$$e^{\alpha\theta} = 100$$
$$\alpha\theta = \log \text{nep } 100$$
$$\theta = \frac{4{,}606}{\alpha}.$$

On voit que l'amortissement augmente, passe par un maximum (pour une étincelle de 6 millimètres) pour diminuer ensuite. Il est, du reste, évident que ces résultats sont relatifs aux constantes du circuit de décharge employé et peuvent dépendre de la self-induction du circuit et de la capacité du condensateur. L'amortissement de l'étincelle dépend de bien des circonstances, à savoir : 1° la valeur de l'énergie radiée par l'étincelle ; 2° sa température ; 3° sa résistance, et 4° le travail mécanique qu'elle effectue dans son passage à travers l'air. Quoi qu'il en soit, la vibration a une forme pendulaire très amortie, conformément aux idées développées à ce sujet par MM. H. Poincaré et Bjerkness.

ÉCHELLE UNIVERSELLE DES MOUVEMENTS PÉRIODIQUES GRADUÉE EN SAVARTS ET MILLISAVARTS;

Par M. A. GUILLEMIN.

En acoustique, on emploie surtout deux unités : l'*octave* pour les grands intervalles, le *comma* pour les petits. Elles sont toutes deux fort incommodes, car, pour évaluer la grandeur d'un intervalle $\frac{m}{n}$, il faut appliquer l'une des formules

$$x_{\text{oct.}} = \frac{\log \frac{m}{n}}{\log \frac{2}{1}} \qquad \text{et} \qquad y_{\text{comma}} = \frac{\log \frac{m}{n}}{\log \frac{81}{80}},$$

et les calculs numériques qu'elles nécessitent sont fastidieux.

Je propose de remplacer l'*octave* et le *comma* par le *savart* Σ et le *millisavart* σ. J'appelle savart l'intervalle $\frac{10}{1}$ dont le log $= 1$ $\left[\text{il vaut 3 octaves} + 1 \text{ tierce majeure, puisque } \frac{10}{1} = \left(\frac{2}{1}\right)^3 \times \frac{5}{4}\right]$. Avec cette unité, les formules ci-dessus deviennent aussi simples que possible :

$$x_\Sigma = \log \frac{m}{n} \qquad \text{et} \qquad y_\sigma = 1.000 \log \frac{m}{n}.$$

Avantages du millisavart sur le comma. — I. Grande simplification des calculs numériques.

II. Le comma a des prétentions théoriques qui ont causé des discussions sans issue : pour les musiciens, *sol*♯ surpasse *la*♭ de 1 comma pythagorique $\frac{3^{12}}{2^{19}}$; pour les physiciens, *sol*♯ est inférieur à *la*♭ de 1,75 comma Pythagore, ou de 1,91 comma des physiciens $\frac{81}{80}$.

Le millisavart n'a aucune prétention théorique. Unité d'intervalle, il est relié au diapason, étalon des hauteurs, par une relation fort simple.

Il se trouve, en effet, que la fraction dont le log $= 0,001$ est $\frac{435}{434}$ (1), donc :

(1) Rigoureusement, $\log \frac{435}{434} = 0,0009996$, au lieu de 0,001. Je corrigerai tout à l'heure.

1° Le millisavart est l'écart de deux diapasons français D = 435, quand l'un d'eux est baissé de 1 vibration par seconde;

2° Le millisavart est représenté par la fraction $\frac{D}{D-1}$, dont le log = 0,001 = 01^{-3}.

III. Les commas sont de grandeur si incommode que les professionnels eux-mêmes ignorent que l'octave vaut 51,151 commas de Pythagore et 55,798 commas des physiciens. Mais chacun trouvera sans peine, et avec une très grande approximation, la valeur en σ de tous les intervalles tempérés, si on lui dit une seule fois que le $\frac{1}{2}$ ton vaut 25^σ $\left(\text{plus exactement } 25^\sigma + \frac{1}{12}\right)$.

IV. Le comma est de grandeur parfaitement inconnue pour les meilleures oreilles, si bien qu'on le fait servir à perpétuer certaines notions fausses. Ainsi les musiciens le définissent comme étant le plus petit intervalle appréciable à l'oreille; les physiciens disent de même que la différence entre les deux tons $\frac{9}{8}$ et $\frac{10}{9}$ est à peine appréciable. Or rien n'est plus variable que la sensibilité de l'oreille; cette sensibilité peut être inférieure au comma pour les sons très graves; mais pour les sons élevés, d'après Weber, elle atteint $\frac{1001}{1000}$, et cet intervalle vaut $\frac{1}{12}$ de comma.

Le σ est, au contraire, facile à apprécier : c'est l'intervalle qui sépare deux sons la_3 imparfaitement accordés et donnant 1 battement par seconde. Ce phénomène est si net qu'il peut servir de troisième définition au millisavart.

V. Comme le nombre des battements de deux notes formant un unisson altéré croît proportionnellement à leur hauteur, il s'ensuit que deux la_2 seront distants de 1^σ s'ils donnent $\frac{1}{2}$ battement par seconde, deux mi_4 seront distants de 1^σ s'ils donnent $\frac{3}{2}$ battements, etc. Le millisavart est donc reconnaissable à toutes les hauteurs.

VI. Si l'on considère la fraction (α) $\frac{435 + \frac{a}{2}}{435 - \frac{a}{2}}$, qui représente deux

diapasons donnant a battements par seconde, on peut s'assurer qu'elle représente un intervalle de a millisavarts. Par conséquent, l'écart de deux diapasons qui battent est égal au nombre de leurs battements.

Ces multiples avantages du σ sont une conséquence de la formule bien connue qui donne le développement de $\log \frac{n+1}{n}$. Ici nous faisons $\log \frac{n+1}{n} = \frac{a}{1.000}$, et nous posons $n = x + \frac{1}{2}$, ce qui donne

$$\frac{x+\frac{1}{2}}{x-\frac{1}{2}} = \frac{1.000M + \frac{a}{2} + 0{,}00019a^2 + \ldots}{1.000M - \frac{a}{2} + 0{,}00019a^2 + \ldots}.$$

En observant que $1.000M = 434{,}294, \ldots$ et que le terme en a^2 est négligeable tant que a reste inférieur à 100, on voit que le second terme se réduit à

$$\frac{434{,}3 + \frac{a}{2}}{434{,}3 - \frac{a}{2}},$$

et, comme il vaut a millisavarts, c'est la justification de notre formule (α), sauf que 435 est remplacé par 434,3.

En conséquence, nous formulons les deux propositions suivantes :

1° *Définir le diapason normal* $\Delta = 1.000M = 434{,}3$.

Ce diapason, étant défini par des considérations scientifiques et absolument impersonnelles, mérite d'être adopté par tous les peuples comme *diapason international*.

2° *Définir le millisavart* $1^\sigma = 1.000 \log \frac{\Delta + \frac{1}{2}}{\Delta - \frac{1}{2}}$.

En langage ordinaire, le millisavart a trois définitions concordantes :

1° C'est l'écart de deux diapasons Δ dont l'un est haussé et l'autre baissé de $\frac{1}{2}$ vibration ;

2° C'est l'écart de deux diapasons faisant 1 battement par seconde ;

3° C'est la fraction $\frac{\Delta + \frac{1}{2}}{\Delta - \frac{1}{2}} = 1{,}00230$, dont le log $= 0{,}001$.

ERRATA AUX TABLES DE GILBERT POUR LES INTÉGRALES DE FRESNEL

(EXTRAIT D'UNE LETTRE DE M. D'OCAGNE).

« ... Ayant eu occasion d'utiliser, dans mon cours de l'École des Ponts et Chaussées (à propos des raccordements à courbure progressive pour voies ferrées), les intégrales de Fresnel :

$$S(t)=\int_0^t \sin\frac{\pi t^2}{2}\,dt, \qquad C(t)=\int_0^t \cos\frac{\pi t^2}{2}\,dt,$$

j'ai eu lieu de m'apercevoir que les tables dressées par Gilbert pour ces intégrales (*Mémoires des savants étrangers de l'Académie de Belgique*, t. XXXI, p. 50 ; 1863), et reproduites dans la plupart des traités classiques, contiennent quelques fautes.

La plus grave de celles-ci correspond à la valeur $t = 0{,}65$ pour laquelle les valeurs données par Gilbert doivent être remplacées par :

$$C(t) = 0{,}6220, \qquad S(t) = 0{,}1392.$$

En outre, pour $t = 0{,}07$; $0{,}08$; $0{,}09$; $0{,}1$, on doit, au degré d'approximation admis dans les tables de Gilbert, prendre $C(t) = t$.

L'application que j'avais en vue exigeant une approximation plus grande, j'ai confié au calculateur qui m'a secondé dans ce travail, M. Douzon, attaché aux chemins de fer de l'État, le soin d'obtenir les valeurs de $S(t)$ et $C(t)$, pour t variant de 0,01 à 0,1, avec un plus grand nombre de décimales. Comme ce résultat est de nature à pouvoir, à l'occasion, intéresser les physiciens, je crois devoir le reproduire ici :

t	$S(t)$	$C(t)$
0,01	0,000 000 52	0,009 999 999 975
0,02	0,000 004 19	0,019 999 999 21
0,03	0,000 014 14	0,029 999 994
0,04	0,000 033 51	0,039 999 975
0,05	0,000 065 45	0,049 999 923
0,06	0,000 113 10	0,059 999 808
0,07	0,000 179 60	0,069 999 585
0,08	0,000 268 09	0,079 999 191
0,09	0,000 381 71	0,089 998 543
0,10	0,000 523 60	0,099 997 53

On voit qu'en prenant dans cet intervalle $C(t) = t$, on commet une

erreur par excès inférieure à 0,000001 jusqu'à $t = 0,08$, à 0,000002 et à 0,000003 pour $t = 0,09$ et 0,1.

La faute qui se rencontre dans les tables de Gilbert pour ces quatre dernières valeurs de C (t) tient à une inadvertance évidente. Après avoir forcé la seconde décimale, en vertu de la remarque qui vient d'être faite, on a oublié de remplacer les chiffres 9 qui la suivent par des 0... »

Edwin B. FROST. — The Bruce spectrograph of the Yerkes Observatory (Le spectrographe de l'Observatoire Yerkes). — *Astrophys. Journ.*, vol. XV, p. 1-28 ; 1902.

Ce spectrographe a été construit tout spécialement pour servir à l'observation des vitesses radiales des étoiles, à l'exclusion de tout autre genre de travaux. Aussi a-t-on pu lui donner la grande rigidité qui est nécessaire dans ces études en en fixant toutes les parties d'une façon définitive après les avoir réglées une fois pour toutes. C'est un spectrographe à trois prismes, dont la déviation est de 180°, de sorte que le collimateur et la chambre photographique sont parallèles et peuvent être solidement fixés au support. Le tout peut être enfermé dans une enveloppe d'aluminium à doubles parois, dans laquelle la température est maintenue constante à l'aide d'un courant électrique. La grande longueur du collimateur (958 millimètres) permet d'employer une fente relativement large et, par suite, de diminuer le temps de pose. Les prismes sont disposés au minimum de déviation pour les rayons de longueur d'onde $\lambda = 450^{\mu\mu}$, qui impressionnent très bien les plaques photographiques employées, et qui sont très importants dans les spectres d'étoiles des types Orion et Sirius. Les deux lèvres de la fente, un peu inclinées sur l'axe du collimateur, servent de miroirs pour réfléchir dans la lunette-guide les rayons qui n'ont pas pénétré dans l'appareil. Un système de miroirs peut renvoyer dans le collimateur la lumière de l'étincelle qui sert à donner le spectre de comparaison, le plus souvent celui du titane ou de l'hélium.

Cet instrument s'adapte au grand réfracteur de 40 pouces de l'observatoire de Yerkes. Avec une ouverture de fente de $0^{mm},05$, il permet de photographier en huit minutes le spectre de la polaire, et en deux heures celui d'une étoile de grandeur 5,5.

J. Baillaud.

W.-H. JULIUS. — On the origin of double lines in the spectrum of the Chromosphere, due to anomalous dispersion of the light from the photosphere (Origine des raies doubles dans le spectre de la chromosphère, explication basée sur la dispersion anomale de la lumière de la photosphère). — *Astroph. Journ.*, t. XV, p. 28-37 ; 1902.

Les expériences de M. H. Becquerel sur la dispersion anomale de certaines vapeurs, au voisinage des longueurs d'onde qu'elles absorbent, avaient permis à M. Julius [1] d'expliquer certaines singularités des raies de la chromosphère, en supposant qu'elle émet très peu de lumière par elle-même, et que celle qu'elle nous transmet provient en réalité de la photosphère. Dans cette hypothèse, les régions supérieures de la chromosphère ne pourraient nous transmettre que les rayons dont les longueurs d'onde sont très voisines de celles des raies d'absorption, et l'on ne percevrait les rayons dont les longueurs d'onde en diffèrent davantage qu'en se rapprochant de plus en plus de la photosphère. On voit alors que, si on examine la chromosphère avec un spectroscope dont la fente est normale au limbe, les raies devront paraître très fines au sommet et élargies à la base. Ainsi s'explique leur forme en pointe de flèche, observée bien souvent.

Si, dans une éclipse totale, on photographie la chromosphère au moment d'un contact intérieur, à l'aide d'une chambre noire munie d'un réseau objectif, l'image donnée par chaque radiation monochromatique a la forme d'un croissant plus ou moins large, suivant que cette radiation est transmise par une zone plus ou moins large de la chromosphère. Les bords internes de ces croissants, étant les images du bord interne de la chromosphère, sont séparés par des intervalles proportionnels à leurs longueurs d'onde ; mais il n'en est pas de même des bords externes, qui sont les images de régions différentes de la chromosphère. Cherchons, d'après cela, quelle doit être la distribution de la lumière dans un croissant formé par la superposition des images que donnent les radiations voisines d'une raie d'absorption de longueur d'onde λ. Séparons dans ce but les images élémentaires en transportant sur des droites L, L_1, L_2, ..., équidistantes et parallèles au spectre L, les flèches des croissants donnés

[1] W.-H. Julius, *Solar phenomena, considered in connection with anomalous dispersion of light* ; — Académie des Sciences d'Amsterdam, *Proceedings of the meetings of the section of Sciences*, vol. II, p. 575-588 ; — et *J. de Phys.*, 4e série, t. I, p. 55.

par les radiations d'indice λ, $\lambda \pm \delta$, $\lambda \pm 2\delta$, ..., très voisines de λ. Les extrémités de ces flèches, correspondant au bord interne du croissant chromosphérique, se trouveront sur deux droites symétriques par rapport à une perpendiculaire à la direction du spectre, et passant par un point O de L correspondant à la radiation de longueur d'onde λ. Il est facile de voir que les extrémités externes se trouveront sur deux courbes hyperboliques, qui tendent à devenir tangentes à L en un point P, dont la distance au point O est l'image de toute la partie éclairée de la chromosphère, et qui sont asymptotes aux deux droites définies plus haut, puisque la zone de la chromosphère, éclairée par une radiation de longueur d'onde $\lambda \pm kJ$, diminue à mesure que k augmente. Les longueurs des cordes menées normalement au spectre dans la figure formée par les deux courbes, leurs deux asymptotes et la droite OP sont en rapport direct avec la quantité de lumière amassée sur le point correspondant du spectre. La figure montre de suite que l'image formée par les radiations voisines d'une raie d'absorption devra présenter deux maxima lumineux, et que son centre de gravité sera déplacé vers la droite ou vers la gauche, suivant que ce seront les radiations de longueurs d'onde plus grandes ou plus courtes que λ qui seront les plus intenses. Ainsi s'explique le dédoublement et le déplacement de certaines raies observés dans quelques éclipses.

Les résultats obtenus par l'expédition hollandaise, lors de la dernière éclipse, le 18 mai 1901, semblent apporter une confirmation à cette théorie. Une des photographies obtenues présente, en effet, 150 raies doubles entre les longueurs d'onde $\lambda = 0^{\mu},3889$ et $\lambda = 0^{\mu},4600$; et, d'après les professeurs Julius et Nyland, qui faisaient partie de l'expédition, ce résultat ne pourrait être mis sur le compte de causes perturbatrices telles que mouvement irrégulier du sidérostat, vibrations de la chambre photographique, lumière réfléchie. Le succès serait dû à l'état nuageux de l'atmosphère et à la position du disque de la lune au moment de l'observation, qui, en ne permettant de voir que les lignes les plus brillantes de la chromosphère, les empêchaient de se superposer. Sans vouloir prétendre que la chromosphère ne puisse émettre de radiations qui lui soient propres, M. Julius admet cependant, à la suite de ce résultat, qu'il y a des cas où l'intensité de la lumière photosphérique réfractée anormalement peut être bien supérieure à celle de la lumière émise réellement par la chromosphère.

J. Baillaud.

R. EMDEN. — Contributions to the solar Theory (Contributions à la théorie du soleil). — *Astroph. Journal*, vol. XV, p. 38-59, et *Drude's Annal.*, t. VII, p. 156; janvier 1902 (¹).

Helmholtz (²) a montré que des couches d'air de densités différentes peuvent exister dans l'atmosphère, de part et d'autre de surfaces de séparation bien définies, et s'y mouvoir avec des vitesses différentes. Le long de ces surfaces, comme à la surface des eaux, il se produit des vagues qui manifestent leur existence par la disposition en bandes parallèles qu'elles donnent aux nuages, ou par les mouvements qu'elles impriment à un ballon. C'est cette théorie que M. R. Emden a cherché à étendre au soleil, qu'il suppose fluide jusqu'à une grande profondeur.

En perdant de la chaleur, les masses superficielles de la sphère solaire deviennent plus denses et s'enfoncent. Elles ne se mouvraient que suivant des courants dirigés vers le centre, si le soleil était immobile; mais, comme il tourne, elles se déplacent, en conservant en partie leurs vitesses linéaires, leurs densités et leurs températures, dans des couches qui glissent les unes sur les autres de part et d'autre de surfaces de discontinuité. D'après les hypothèses et les calculs de l'auteur, ces surfaces auraient sensiblement la forme d'hyperboloïdes de révolution à une nappe, et ce serait le long de celles qui sont les plus rapprochées de l'axe du soleil que les différences des vitesses tangentielles seraient les plus grandes et, par suite, que les effets du frottement seraient les plus considérables. M. Emden déduit de là que la surface solaire doit posséder dans les régions polaires une température plus élevée qu'à l'équateur et une vitesse angulaire moindre. Cette seconde propriété est bien connue; mais la première aurait besoin d'être vérifiée.

Le long des surfaces de séparation se trouvent toutes les conditions requises pour la formation de grandes vagues qui donnent naissance, en se brisant, à de vastes tourbillons. Ces tourbillons égalisent les vitesses et les températures des deux couches contiguës en beaucoup moins de temps que ne pourraient le faire le frottement interne et la conduction de la chaleur, et leur existence à l'intérieur

(¹) Traduit, pour l'*Astroph. Journal*, des *Sitzungsberichten der mathem. phys. Classe der kgl. Bayer. Akademie der Wissenschaften*, vol. XXXI, livraison 3; 1901.
(²) HELMHOLTZ, *Gesammelte Abhandlungen*, vol. I et III.

du soleil permet d'expliquer la formation des taches solaires et les particularités qu'elles présentent. Celles de ces explications qui concernent l'aspect des taches sont naturellement les mêmes que celles qui se déduisent de la théorie de M. Faye, puisque, dans ces deux théories, les taches sont considérées comme des tourbillons; mais celles qui se rapportent à leur formation en sont assez différentes, car, tandis que M. Faye suppose ces tourbillons localisés à la surface du soleil, M. Emden admet qu'ils se forment à toutes les profondeurs, dans les surfaces de séparation des diverses couches.

J. Baillaud.

O.-M. CORBINO. — Sulla costituzione della luce bianca (Sur la constitution de la lumière blanche). — *Nuovo Cimento*, 5e série, vol. II; septembre 1901.

La lumière blanche est décomposée par le spectroscope. Les radiations composantes sont-elles liées de façon à pouvoir interférer et donner des battements? Cela paraît résulter de la théorie de M. Gouy. Sont-elles, au contraire, indépendantes et incapables d'interférer, cemme si elles étaient issues de sources différentes? C'est l'opinion de ses contradicteurs. La solution directe de ce problème expérimental semble inabordable. M. Corbino propose l'artifice que voici :

Dans le champ d'interférence de deux faisceaux de lumière blanche, mettez la fente d'un spectroscope parallèlement à la direction des franges. Vous aurez un spectre sillonné de franges de Fizeau et Foucault. Altérez la période des vibrations d'un des faisceaux interférents — il suffira pour cela de recourir à l'un des moyens imaginés par le professeur Righi [1] ou par l'auteur [2].

Dans le système de M. Gouy, le spectre du rayon modifié est seulement déplacé par rapport à l'autre. Chaque radiation prend la place d'une autre et peut, comme cette autre, interférer avec la radiation qui a même longueur d'onde dans le spectre du rayon inaltéré. Les franges demeurent immobiles.

Dans le système contraire, chaque radiation du spectre modifié ne peut interférer qu'avec la radiation du rayon inaltéré qui avait même

[1] *J. de Phys.*, p. 437; 1883.
[2] *Rend. Lincei*, vol. VIII, p. 171; 1899.

longueur d'onde avant la modification. Comme ces deux radiations n'ont plus exactement la même période, elles donneront lieu à des battements. Les franges seront donc mobiles.

A cette occasion, M. Corbino présente un excellent exposé historique de la théorie de M. Gouy et des controverses de ce savant avec M. Poincaré et M. Carvallo. Puis il expose la vanité d'autres solutions apparentes du problème expérimental. E. Carvallo.

C.-H. WIND. — Zur Anwendung der Fourierschen Reihenentwickelung in der Optik (Sur l'emploi de la série de Fourier en optique). — *Physik. Zeitschr.* 2. Jahrg., p. 189-196; 1901.

Les rayons lumineux sont attribués aux ondulations, les rayons cathodiques à l'émission. Auquel des deux systèmes doit-on rattacher les rayons Röntgen? L'auteur opine pour les ondulations. La perturbation propagée serait due aux chocs de l'anticathode par les électrons partis de la cathode. Quelle que soit sa forme, elle peut être développée en série de Fourier. D'après la théorie de M. Gouy, un réseau effectuerait cette décomposition et donnerait un spectre dévié. Les tentatives faites dans ce sens sur les rayons Röntgen ont généralement échoué. Pourtant MM. Haga et Wind ont cru trouver une espèce de déviation d'où ils concluent à des longueurs d'onde de $1/4$ $\mu\mu$ à $1/100$ $\mu\mu$ (*Wied. An.*, 68, 884; 1889).

A cette occasion, l'auteur constate que la théorie de M. Gouy est trop peu répandue, et, pour la répandre, il l'expose. Son exposition ne me paraît pas apporter de clarté nouvelle. E. Carvallo.

THE PHYSICAL REVIEW;

T. XII, fasc. 6; — T. XIII, fasc. 1 à 6; — T. XIV, fasc. 1 à 2.

T. XII.

J. ZELENY. — The influence of temperature upon the photoelectric effect (Influence de la température sur la déperdition électrique des corps illuminés). — P. 321-339.

Hoor a observé que la déperdition de charge par exposition à la lumière des corps électrisés négativement diminue quand la tem-

pérature s'élève. Stoletow a obtenu un résultat inverse. L'auteur, par des expériences très étendues, concilie ces deux résultats : un fil de platine chargé négativement se décharge d'abord moins vite quand la température s'élève; mais la vitesse de décharge passe par un minimum (entre 100° et 200°) et croît ensuite jusqu'aux plus hautes températures employées (700°).

La loi de décharge par la lumière dépend aussi de l'histoire antérieure du fil ; la décharge est beaucoup plus rapide, pour une température donnée, quand on l'atteint par refroidissement que par échauffement.

Même aux températures élevées, où l'électricité s'échappe des corps par convection calorifique, il ne semble pas que la lumière ait une influence quelconque sur la déperdition des charges positives.

A.-C. CREHORE. — Currents and potentials on submarine cables produced by sine-waves electromotive forces (Distribution des intensités et des potentiels produite dans un câble sous-marin par les forces électromotrices sinusoïdales). — P. 340-352.

Ce travail comporte l'étude spéciale d'un des câbles transatlantiques ; les résultats sont exprimés sous forme graphique.

W.-P. BOYNTON. — The two specific heats of gazes $\left(\text{Rapport } \frac{C}{c} \text{ pour les gaz}\right)$. P. 353-358.

De la formule de Van der Waals, et en supposant C constant, l'auteur tire une expression de $\frac{C}{c}$:

$$\frac{C}{c} = 1 + \frac{R}{c}\left(1 + \frac{2a}{pv^2}\right),$$

qu'il compare avec les résultats obtenus par la détermination expérimentale de cette quantité pour l'air, l'hydrogène et l'anhydride carbonique.

A. TROWBRIDGE. — On a form of artificial submarine cable (Modèle de câble sous-marin artificiel). — P. 359-362.

Description d'un modèle dans lequel on cherche à répartir unifor-

mément la capacité sur la longueur du câble, comme elle est distribuée dans la réalité.

F. SLATE. — Force due to continuous impact (Pression due à une succession de chocs). — P. 363-365.

Observations relatives au théorème des quantités de mouvement.

E.-F. NICHOLS. — The Wilder physical laboratory of Dartmouth College (Institut de physique Wilder, à Dartmouth College). — P. 366-371.

Vue, plan et arrangement intérieur de cette création nouvelle, due en totalité à la générosité de M. Wilder.

BARNES et COKER. — On a method for the determination of the critical velocity of fluids (Mesure de la vitesse critique des fluides). — P. 372-374.

Quand on fait passer un courant d'eau dans un tube chauffé, soit par l'extérieur, soit intérieurement à l'aide d'un fil placé dans son axe et parcouru par un courant électrique, il existe une vitesse d'écoulement que les auteurs appellent critique ; au-dessous de cette vitesse, l'échauffement des couches liquides n'est pas uniforme, tandis qu'il l'est pour les vitesses supérieures à cette limite.

Von WESENDONK. — Note on some modifications of electric discharge caused by dielectrics (Modification des décharges produite par le voisinage d'un diélectrique). — P. 375-376.

Remarque sur un mémoire antérieur de Humphreys, analysé précédemment, et tentative d'explication des effets signalés par cet auteur.

J. BENTON. — A simple apparatus for illustrating forced vibrations (Appareil pour montrer les vibrations renforcées). — P. 377-378.

C'est simplement un pendule formé d'une boule suspendue à un caoutchouc dont on peut faire varier la longueur.

T. XIII.

ROLLA RAMSEY. — The effect of gravity and pressure on electrolytic action (Force électromotrice due à la gravité et aux variations de pression). — P. 1-30.

On mesure la force électromotrice due à la gravité par la méthode du renversement ; le voltamètre est entièrement rempli et mobile autour d'un axe horizontal qui permet de permuter les positions des électrodes. Les observations ont porté sur les sulfates de zinc et de cadmium et ont donné des résultats complexes.

En revanche, l'influence de la pression sur la force électromotrice des éléments de piles se manifeste nettement ; les éléments à étudier sont enfermés dans un piézomètre et soumis à une pression croissante, à température fixe. Voici quelques résultats :

Éléments	Force électromotrice	Température	Diminution de la force électromotrice par atmosphère
Cadmium.........	1,019	20,4	6,02 × 10⁻⁶ volts
Clark.............	1,440	16,6	11,6 »
Corhart-Clark.....	1,443	16,3	13,1 »
Calomel	0,996	15	3 »
Calomel saturé....	0,805	17	2,8 »
Sulfate de cuivre ..	1,078	17	— 1 »
Chlorure d'argent .	1,076	18	25,7 »

BERGEN DAVIS. — On a newly-discovered phenomenon produced by stationary sound-waves (Nouveau phénomène produit par les ondes sonores stationnaires). — P. 31-47.

Un petit cylindre fermé à un bout et placé dans des ondes stationnaires tend à s'orienter perpendiculairement à l'onde, et aussi à se déplacer dans un sens normal à cette onde. Cette proposition est démontrée à l'aide de petits cylindres de gélatine ou de papier, suspendus à un fil formant balance de torsion, et placés dans l'intérieur d'un tuyau sonore. On peut aussi, avec quatre cylindres suspendus en croix à un support très mobile, constituer un moulinet qui tourne très vite dans les ventres et s'arrête aux nœuds.

En faisant vibrer dans le tuyau des gaz différents (air, acide carbonique, gaz d'éclairage, hydrogène), on constate que la pression exercée sur le cylindre est très sensiblement proportionnelle à la densité du gaz.

L'auteur montre que ces résultats sont d'accord avec les théories de Bernouilli, et qu'ils permettent en même temps de calculer l'élongation maxima des molécules vibrantes du gaz.

C.-E. LINEBARGER. — On the heat evolved when liquid are brought in contact with powders (Chaleur dégagée par le contact des liquides avec les solides pulvérulents). — P. 48-54.

On emploie de la silice en grains très fins ($0^{cm},0005$ et $0^{cm},00096$ de diamètre) mise en contact avec l'eau, le benzène, le toluène, la nitrobenzine, la pyridine. L'effet calorifique est proportionnel au poids de poudre et indépendant du poids du liquide (à partir d'un certain minimum de celui-ci); plus la poudre est fine, plus l'effet thermique est considérable.

H.-T. BARNES. — On the density of ice (Densité de la glace). — P. 55-59.

La glace de rivière anciennement formée est plus légère que la glace récente. Les variations sont d'ailleurs très faibles, de 0,91684 pour la glace de l'année à 0,91648 pour la glace de deux ans.

E.-L. NICHOLS. — Henry-Augustus Rowland. — P. 60-64.

Notice biographique du physicien Rowland, avec portrait.

E.-L. NICHOLS. — The visible radiation of carbon (Radiation visible du carbone). P. 65-80 et 129-144.

Des baguettes de charbon placées dans une caisse où on a fait le vide sont échauffées par un courant électrique. On mesure leur température à l'aide d'un couple thermo-électrique, et on étudie leur radiation à l'aide d'un spectrophotomètre.

L'auteur s'est trouvé en face d'une anomalie constatée par de nombreuses expériences : un peu au-dessus de 1100°, l'énergie dans le jaune du spectre prend par rapport aux autres couleurs un accroissement disproportionné. Les courbes obtenues sont aussi très différentes pour les baguettes brutes et pour celles qui ont été nourries à la manière des filaments de lampes à incandescence dans une

atmosphère de carbures. En étudiant comparativement avec ce spectre celui de la flamme d'acétylène, l'auteur espérait déterminer la température de cette flamme, comme celle où les deux spectres seraient identiques ; il n'a jamais pu réaliser cette identité.

En portant en abscisses les logarithmes des températures absolues et en ordonnées les logarithmes des intensités rayonnées, on obtient, pour chaque longueur d'onde, une ligne droite. Dans leur généralité, les résultats paraissent confirmer la formule de radiation indiquée par Lummer et Pringsheim.

HONDA et SHIMIZU. — Magnetization of iron, steel and nickel wires by intermittent currents (Aimantation du fer, de l'acier et du nickel par courants intermittents). — P. 81-90.

1° Pour le fer, l'acier et le nickel en fils, l'aimantation produite par les champs faibles diminue quand on accroît la fréquence du courant intermittent ; l'effet inverse apparaît dans les champs puissants ;

2° La diminution d'aimantation pour une fréquence définie s'accroît quand le champ croît jusqu'à un maximum correspondant à celui de la perméabilité ; elle décroît ensuite graduellement ;

3° L'aire de la courbe d'hystérésis correspondant au champ maximum 27,7 C. G. S. croît avec la fréquence, jusqu'à un maximum, pour décroître ensuite. Les effets observés présentent une grande analogie avec ceux obtenus par Weiss pour le courant alternatif. Elles s'expliquent en admettant l'existence d'une sorte d'inertie de l'aimantation.

W.-F. MAGIE. — The specific heat of solutions which are not electrolytes (Chaleur spécifique des non-électrolytes en dissolution). — P. 91-101.

Les déterminations ont porté sur la maltose, le sucre de lait, la lévulose, la mannite, la dulcite, la résorcine, l'hydroquinone et la pyrocatéchine en solution dans l'eau ou dans l'alcool. Elles portent à représenter la chaleur spécifique d'une solution par la formule $C = H + A - pB$, où H est la chaleur spécifique du dissolvant, A et B des constantes et p le facteur de dissociation, ou rapport de la masse dissociée à la masse totale du sel.

MARTIN ATKINS. — **Polarization and internal resistance of electrolytic cells** (Polarisation et résistance intérieure des éléments voltaïques). — P. 102-124 et 182-192.

La méthode employée consiste à polariser le voltamètre par un courant envoyé pendant un temps variable à volonté par un pendule interrupteur, et à décharger ensuite dans un balistique. Elle donne à 1 0/0 près la résistance intérieure du voltamètre. Elle permet également de mesurer la capacité de polarisation des électrodes et le maximum de polarisation, pour une combinaison donnée de métal et d'électrolyte. Les résultats généraux sont les suivants :

1° Les électrodes de Cu dans SO^4Cu, de Zn amalgamé dans SO^4Zn donnent, lorsqu'elles sont immergées depuis peu, des polarisations p qui sont très bien représentées par la formule de Bartoli-Wiedeburg :

$$p = \frac{P_1}{2}\left(1 - e^{-\frac{\beta_1 q}{S_1}}\right) + \frac{P_2}{2}\left(1 - e^{-\frac{\beta_2 q}{S_2}}\right),$$

où P_1 et P_2 sont les polarisations maxima pour les deux électrodes, d'aires S_1 et S_2, q la quantité d'électricité qui a traversé la cellule, β_1 et β_2 des constantes ;

2° Avec les électrodes indiquées ci-dessus, la résistance intérieure est constante ;

3° Les courbes de polarisation relatives à Ag dans $AgAzO^3$, Zn dans $ZnSO^4$, satisfont à la formule ci-dessus dans leur partie moyenne.

4° Le platine poli dans SO^4H^2 ne satisfait pas à la formule.

M. NORTHWAY et S. MACKENZIE. — **On the period of a rod vibrating in a liquid** (Période de vibration d'une tige oscillant dans un liquide). — P. 145-164.

Si T est la période vibratoire dans le vide, T′ la période dans un milieu de densité ρ, Δ la densité du corps vibrant et K une constante, on trouve par le calcul $\frac{T'}{T} = \sqrt{1 + K\frac{\rho}{\Delta}}$ sensiblement.

Expérimentalement, on trouve les résultats suivants :

1° Le rapport $\frac{T}{T'}$, pour une section donnée de la verge, est indépendant de sa longueur ;

2° Pour une verge de section donnée, $\frac{T}{T'}$ est sensiblement le même pour le laiton et l'acier ;

3° $\frac{T}{T'}$, pour une barre à section rectangulaire de largeur donnée, est inversement proportionnel à son épaisseur ; pour une épaisseur donnée, il est proportionnel à la largeur.

W. FRANKLIN. — Poynting's theorem and the distribution of electric field inside and outside of a conductor carrying electric current (Le théorème de Poynting et la distribution de champ électrique au voisinage d'un conducteur traversé par un courant). — P. 165-181.

Le théorème de Poynting sur le flux d'énergie dans un champ électromagnétique constitue la solution la plus simple, mais non pas la solution nécessaire du problème. En vue d'examiner de plus près les critiques formulées à ce sujet par Wedell-Wedelsborg et Goldhammer, l'auteur étudie certains cas particuliers se prêtant au calcul.

P.-G. NUTTING. — The metallic reflection of ultra-violet radiation (Réflexion métallique de l'ultra-violet). — P. 193-203.

Le pouvoir réflecteur de l'argent poli, voisin de 80 0/0 pour les radiations lumineuses, descend rapidement, à partir de $\lambda = 350\ \mu\mu$, et tombe à un minimum de 10 0/0 pour $\lambda = 324$; il croît et revient ensuite à 10 0/0 pour $\lambda < 185$. Seul des dix métaux essayés, l'argent présente ces anomalies. L'étude de la réflexion et de la réfraction pour les radiations comprises entre $\lambda = 400$ et $\lambda = 200$ est faite ensuite par la méthode photographique pour une multitude de corps : verre, cyanine, CS^2, benzine, alcool éthylique, xylol, glycérine, naphte, kérosène, etc. Les résultats sont représentés par des graphiques et des photographies de spectres.

J.-R. BENTON. — Effect of drawing on the elasticity of copper wire (Effet du tréfilage sur l'élasticité du cuivre). — P. 234-245.

1° Si un fil de cuivre est d'abord recuit au rouge par un courant électrique, et ensuite étiré, son module de rigidité décroît et son module d'Young croît.

2° Chaque passage à la filière produit une nouvelle diminution du module de rigidité et un accroissement du module d'Young; mais les effets deviennent de moins en moins sensibles.

3° Si, après tous ces passages à la filière, le fil est finalement recuit, le module de rigidité revient à une valeur de beaucoup supérieure à sa valeur d'origine et le module d'Young à une valeur très inférieure à sa valeur première.

B.-E. MOORE. — The absorption spectrum of colloïd ferric hydrate (Spectre d'absorption de l'oxyde ferrique colloïdal). — P. 246-249.

Étude spectrophotométrique de Fe^2O^3 colloïdal à différentes dilatations.

W. DUANE. — The absolute measurement of self-inductance (Mesure absolue d'une self-induction). — P. 250-252.

Exposé d'une méthode assez simple pour mesurer L sans avoir d'étalon à sa disposition. On divise la bobine en deux parties qu'on fait parcourir par le courant dans le même sens ou en sens inverse. La self-induction est L' dans le premier cas, L'' dans le second, et on mesure $\frac{L'}{L''} = A$ ainsi que l'induction mutuelle M des deux parties. On a alors :

$$L' = \frac{LMA}{A-1}, \qquad L'' = \frac{LM}{A-1}.$$

G.-W. STEWART. — The distribution of energy in the spectrum of acetylena flame (Distribution de l'énergie dans le spectre de la flamme d'acétylène). — P. 257-282.

Les observations sont faites à l'aide d'un spectroscope à prisme de fluorine, accompagné d'un radiomètre à déflexion. Les résultats bruts subissent une série de corrections sur lesquelles il est longuement insisté ; les courbes corrigées obtenues avec différents types de brûleurs s'étendent de $\lambda = 0,3\ \mu$ à $\lambda = 6,3\ \mu$; elles montrent toutes un maximum d'énergie pour $\lambda = 4,4$, 0,9, 2,7. De ces résultats, on peut déduire le rayonnement lumineux efficace, c'est-à-dire le rapport de l'énergie lumineuse à l'énergie totale rayonnée; cette quan-

tité est trouvée de 0,100 pour la flamme cylindrique d'un brûleur Bunsen et de 0,131 pour la flamme papillon. Déjà, Stewart et Hoxie avaient trouvé la même grandeur égale à 0,105.

C. BARUS. — Temporary set as associated with magnetization (Modifications temporaires accompagnant l'aimantation). — P. 283-306.

Le couple qui maintient une torsion donnée d'un fil de fer se modifie quand on produit un champ magnétique. Des effets obtenus, les uns disparaissent par l'agitation moléculaire, les autres sont permanents.

E. NICHOLS et G. HULL. — A preliminary communication on the pression of heat and light radiation (Pression exercée par les radiations tombant sur une paroi). — P. 307-320.

On sait que, d'après les calculs de Maxwell, des ondes tombant sur une surface exercent sur elle une pression égale à l'énergie par unité de volume dans l'espace traversé par la radiation. En vue de confirmer cette proposition, les auteurs utilisent un radiomètre à déflexion dont les ailettes, soumises à un flux lumineux, éprouvent une déviation; connaissant les constantes de l'appareil, on en peut déduire la pression exercée. Il faut ensuite mesurer l'énergie contenue dans l'espace radiant. On construit dans ce but un bolomètre dont la résistance sensible r est un disque de platine ayant la section du flux cylindrique qui tombe sur les ailettes du radiomètre. On mesure l'échauffement produit par ce flux et, en le supprimant, on cherche quel courant électrique i, traversant la plaque r, y produit le même échauffement. Alors $W = ri^2 \times 18^7$ mesure en ergs-seconde l'énergie de la radiation contenue dans un cylindre de section égale à celle du flux, et de longueur 3×10^{10} cm $=$ V. L'énergie par unité de volume est donc, S étant la section du flux, $\frac{i^2 r \times 10^7}{VS}$.

On a trouvé ainsi que la pression réelle sur les ailettes valait $1,34 \times 10^{-4}$ dynes, tandis que l'énergie mesurée par le bolomètre a été de $1,05 \times 10^{-4}$. De nouvelles expériences, plus précises, sont en cours d'exécution.

E. RUTHERFORD. — Discharge of electricity from glowing platinum and the velocity of the ions (Décharge du platine incandescent, et vitesse des ions). — P. 321-344.

L'auteur commence par exposer très clairement la théorie de la déperdition électrique d'un corps, d'où résultent les lois suivantes :

1° Le courant de décharge est indépendant de l'intensité de l'ionisation, c'est-à-dire de la température de la lame électrisée au-dessus d'une certaine valeur limite;

2° Le courant est directement proportionnel au carré du voltage entre les lames entre lesquelles s'effectue la décharge ;

3° Il est directement proportionnel à la vitesse des ions et inversement proportionnel au cube de la distance entre les lames.

Les expériences décrites ne vérifient que médiocrement ces prévisions :

1° La vitesse des ions positifs émanés du platine incandescent n'est pas constante, mais varie dans de larges limites ;

2° Les vitesses des ions croissent avec la température des gaz à travers lesquels ils se déplacent;

3° Les vitesses calculées d'après les formules théoriques sont trop faibles; pour 2 centimètres de distance entre les lames, la différence entre le calcul et l'expérience n'est pas grande; mais, pour 5 centimètres, la vitesse réelle moyenne est plus que double de la vitesse calculée.

On peut aussi comparer la vitesse V des ions positifs émanés d'une lame de platine incandescent, telle que la donnent les expériences actuelles, avec celle V' des ions émanés d'une flamme, donnée par Child :

Distances en centimètres	1	2	3	4	5	6	7	8
V en cm-seconde.		5,5	3,18	2,64	2,20		1,90	
V' —	2,85	2,27		2,21		2,20		1,45

E. BLAKER. — A spectrophotometric comparison of the relative intensity of light from carbon at different temperatures (Spectrophotométrie des radiations du carbone à différentes températures). — P. 345-368.

Ce travail fait suite à celui de Nichols, analysé plus haut[1]. On opère sur des lampes à incandescence dont on détermine la tempéra-

---

[1] Voir ci-dessus, p. 517.

ture par leur variation $\frac{R_t}{R_0}$ de résistance, en utilisant les résultats de Le Chatelier.

Pour les températures entre 950° et 1.750°, on étudie la répartition des intensités lumineuses I entre les différentes longueurs d'onde, en prenant pour unité les intensités des mêmes radiations dans la flamme d'acétylène. Les courbes en I et λ ainsi tracées manifestent très nettement un maximum entre 0,6 et 0,7 μ, maximum d'autant plus marqué que la température est plus élevée. Le carbone incandescent présente donc nettement le phénomène de radiation sélective.

W. DUANE. — Note on electrometers (Note sur les électromètres). — P. 369-377.

L'aiguille de l'électromètre n'est pas faite, en général, du même métal que les quadrants; il faut alors faire intervenir la différence de potentiel φ entre les deux métaux quand on emploie l'électromètre par la méthode idiostatique, et la formule devient alors

$$\theta = \frac{k}{2}(V_1 - V_2)(V_1 - V_2 + 2\varphi),$$

ce qui fournit une méthode précise pour mesurer φ. Quand on a recours à la méthode hétérostatique, cette quantité φ n'entre pas en considération.

E. NICHOLS et E. BLAKER. — A further note on the visible radiation from carbon (Sur la radiation visible du carbone). — P. 378-380.

L'existence du maximum de radiation indiquée plus haut vers $\lambda = 0,65\ \mu$ est rapprochée par les auteurs de ce fait que des lames minces de charbon (dépôts demi-transparents à l'intérieur des lampes à incandescence) présentent le maximum d'absorption pour la lumière de même longueur d'onde, à la température ordinaire.

T. XIV.

H. GALE. — On the relation between density and index of refraction of air (Relation entre la densité et l'indice de réfraction de l'air). — P. 1-16.

Emploi de la méthode interférentielle, avec l'appareil à lames épaisses de Jamin, modifié suivant les conseils de Michelson. La

pression est mesurée par une sorte de jauge de Mac Leod fonctionnant à rebours.

Les expériences semblent confirmer la loi de Gladstone et Dale. Voici les résultats, ramenés à zéro, et où K représente une constante :

Pression en atmosphères.	4	7,2	10,6	14,2	19,2
$K \frac{n-1}{d}$	31,67	31,70	31,66	31,69	31,68

C. AYRES. — Measurement of the internal resistance of galvanic cells (Résistance intérieure des piles).— P. 17-37.

La méthode employée est, à part quelques modifications de détail, celle de Kohlrausch, avec courant alternatif et téléphone. Une partie du travail est consacrée à la discussion théorique de cette méthode. Les résultats pour les éléments employés (Daniell, Leclanché, etc.) indiquent que la résistance intérieure reste la même, que la pile soit ou non traversée par un courant.

De FOREST PALMER. — On the dielectric constant of dilute electrolytic solutions (Constante diélectrique des solutions électrolytiques étendues).— P. 38-56.

Le principe de la méthode consiste à mesurer la force qui s'exerce entre deux électrodes immergées dans la solution. Les électrodes sont les lames d'un électromètre chargé par les ondes d'un excitateur de Hertz, type Blondlot.

Pour les solutions étudiées, sulfate de cuivre et chlorure de potassium, de conductibilité inférieure à $2,5 \times 10^{-4}$, et pour les oscillations de fréquence 10^6, la constante diélectrique est la même que celle de l'eau pure.

F. TUFTS. — A study of the action of sound waves on unignited jets of gas (Action des ondes sonores sur un jet gazeux non enflammé). — P. 57-60.

On prend des photographies instantanées par la méthode des stries; elles montrent que le jet de gaz s'enroule en spirale sur la surface d'un cône.

D. CHILD. — The velocity of ions drawn from the electric arc (Vitesse des ions émanés de l'arc électrique). — P. 65-74.

Les méthodes employées sont des modifications de celles décrites par Zeleny et Rutherford. La première permet de comparer la vitesse moyenne des ions positifs avec celle des ions négatifs, deux autres de comparer les vitesses maxima des ions positifs et négatifs, et la quatrième fournit le rapport des vitesses pour les ions les plus lents.

Par la comparaison des vitesses moyennes et des vitesses maxima, on constate que les ions positifs sont ceux qui se meuvent le plus rapidement; en comparant les vitesses minima, on trouve peu de différence entre les deux espèces d'ions.

CHAS KNIP. — On the density and surface tension of liquid air (Densité et tension superficielle de l'air liquide). — P. 75-82.

L'air conservé dans une ampoule à double paroi de Dewar perd peu à peu son azote, et sa densité, égale d'abord à 0,933, tend vers celle de l'oxygène liquide, 1,131. Il en va de même de la tension superficielle; celle-ci, mesurée par la méthode des tubes capillaires et au moyen d'une lame liquide soulevée par un cadre de mica, passe progressivement de 9 à 13,5 dynes-centimètre.

P. HEYL. — Cristallization under electrostatic stress (Cristallisation dans un champ électrostatique). — P. 83-88.

Le champ électrique paraît sans effet sur la cristallisation.

J. SHEARER. — Some experiments on the behaviour of dielectrics when subjected to high potentials (Action des potentiels élevés sur les diélectriques). — P. 89-117.

En vue d'obtenir des potentiels électrostatiques constants, l'auteur fait usage de la machine dynamo-statique d'Elihu Thomson : 18 condensateurs, accouplés en surface, sont chargés à 22.000 volts par un alternateur et un transformateur statique, à l'aide d'un contact tournant. Ces condensateurs, accouplés ensuite en tension, fournissent à la décharge un potentiel qu'on évalue approximativement à 216.000 volts.

Ce dispositif est appliqué à l'étude des déformations des diélectriques, ces déformations étant appréciées par la méthode optique interférentielle. La conclusion du travail est la suivante : Les déformations observées peuvent être expliquées sans recourir à d'autres causes que la chaleur et les distorsions légères dues à une distribution dissymétrique de la charge. Les phénomènes de charge résiduelle et les variations de résistance diélectrique concordent parfaitement avec l'idée du passage de faibles courants dans le diélectrique, ces courants produisant une légère élévation de température. Quand ils prennent dans une région une valeur appréciable, due à des irrégularités accidentelles dans les différences de potentiel, ou à une meilleure conductibilité, le rapide échauffement qui en résulte, causant une dilatation inégale et peut-être une vaporisation, a pour effet la rupture du diélectrique.

A. TAYLOR. — A carbon electrolytic interruptor (Interrupteur électrolytique au carbone). — P. 118-121.

Interrupteur de Wehnelt où le fil de platine est remplacé par une baguette de charbon de 3 millimètres de diamètre, recouverte, sauf à l'extrémité, d'un tube isolant. D'après l'auteur, cette modification donne des résultats très satisfaisants, bien que le voltage critique soit supérieur à celui de l'interrupteur au platine.

L. Houllevigue.

DRUDE'S ANNALEN ;

T. VII, n° 3 ; 1902.

Max TOEPLER. — Grenzpotentialdifferenzen der elektrischen Entladung in Luft von Atmosphärendruck (Différences de potentiel limites de la décharge électrique dans l'air à la pression atmosphérique). — P. 477-494.

Par différence de potentiel limite, l'auteur entend la différence de potentiel pour laquelle la décharge change de nature. Dans ses expériences, les décharges se produisent entre une boule et une plaque : elles sont dites positives quand la boule est l'anode, négatives quand elle forme la cathode.

1° *Décharges positives.* — La décharge par lueurs ne se produit pas quand le diamètre de l'anode dépasse 1,5 cm. La décharge striée (formée de nombreuses aigrettes courtes et ténues) se produit à partir d'une différence de potentiel limite, qui dépend peu du diamètre de l'anode, mais devient plus petite quand la variation de potentiel est très rapide.

La différence de potentiel limite de la décharge par aigrettes dépend peu des conditions expérimentales : elle reste à peu près la même que l'afflux d'électricité aux électrodes ait lieu d'une manière continue ou par à-coup et quels que soient le diamètre de l'anode et la capacité des électrodes.

2° *Décharges négatives.* — L'aigrette négative ne se produit pas d'une manière stable sur les électrodes sphériques. La décharge striée se produit sous une différence de potentiel limite qui est supérieure à la différence de potentiel initiale sous laquelle la décharge commence.

Si on représente la différence de potentiel explosive par les ordonnées d'une courbe dont les abscisses figurent la distance explosive, toutes les courbes présentent un point anguleux. Ce point anguleux se trouve là où la différence de potentiel devient égale à la différence limite des aigrettes (décharge positive) ou de la décharge striée (décharge négative), quels que soient d'ailleurs le diamètre de l'anode ou de la cathode. M. L.

H. BEGGEROW. — Elektricitätszerstreuung durch Verdampfung von Flüssigkeiten (Déperdition de l'électricité par l'évaporation des liquides). — P. 494-516.

L'auteur attribue les différences dans la vitesse de déperdition observées par M. Pellat à la variation d'état hygrométrique qui se produit dans l'enceinte close quand on introduit l'eau. En répétant les expériences dans des conditions identiques, à cela près qu'une partie de l'enceinte était formée par une toile métallique, il n'a obtenu que des résultats négatifs. Il en a été de même dans toutes les autres expériences, faites soit en mesurant la déperdition, soit en cherchant à recueillir les charges emportées par la vapeur, et cela pour tous les liquides employés : eau, éther, alcool, dissolutions de sel marin à 10 0/0, d'acétate et d'azotate d'urane, mercure chauffé.

M. L.

H. MURAOKA et T. TAMARU. — Ueber die Veränderung der elektrischen Leitungsfähigkeit eines Pulvers durch Induktion (Variation de la conductibilité des poudres métalliques sous l'influence des courants induits). — P. 554-562.

D'après Sundorph, les poudres métalliques insérées dans le circuit d'une pile et d'un galvanomètre diminuent de résistance quand on établit brusquement un court-circuit entre les électrodes qui comprennent la poudre. Cette variation est provoquée par les oscillations électriques qui se produisent dans le circuit à la faveur de la self-induction du galvanomètre et de la capacité du système formé par les électrodes et la poudre.

M. L.

F. HENNING. — Ueber radioactiven Substanzen (Substances radioactives). P. 562-575.

Un fil ou une plaque métallique, exposés aux radiations de l'oxyde de thorium, deviennent eux-mêmes radioactifs (Rutherford). Si le fil est chargé négativement à un potentiel assez élevé, l'intensité de la radioactivité induite est à peu près indépendante de la surface : mais, quand le potentiel du fil est faible, elle croît nettement avec la surface. Toutes choses égales d'ailleurs, elle est d'autant plus grande que ce potentiel est plus élévé, mais semble tendre vers une limite asymptotique quand ce potentiel croît notablement.

Le volume de l'enceinte où sont enfermés le corps radiant et le fil influe peu sur l'intensité de la radioactivité induite. Les plaques se comportent à très peu près comme les fils.

La conductibilité électrique des dissolutions de chlorure de baryum actif ne présente pas de différence nette avec celle du chlorure de baryum ordinaire.

M. L.

E. LUDDIN. — Nachweis elektrischer Schwingungen in Spulen (Méthode pour déceler les oscillations électriques dans les bobines). — P. 584-589.

Un cohéreur est relié par un conducteur court en dérivation à l'une des extrémités de la bobine, son autre pôle restant isolé. On peut aussi le placer au bout d'un fil long de quelques dizaines de mètres, tendu parallèlement à un autre fil dont le bout est relié à l'extrémité

de la bobine, en dérivation sur celle-ci. Des ondes stationnaires se produisent dans ce dernier fil et aussi, par résonance, dans le premier. La réduction de résistance qu'éprouve le cohéreur donne une mesure de l'intensité de la résonance. D'après les longueurs du fil qui correspondent aux maxima de cette réduction, on peut déterminer la longueur d'onde. M. L.

P. DRUDE. — Zur Elektronentheorie der Metalle; Berichtigung (Théorie des électrons dans les métaux; rectification).

L'auteur corrige une erreur de signe qui se trouve, dans son premier mémoire, dans les équations relatives au phénomène de Thomson.

M. L.

E. KOHL. — Transversal Schwingungen einer elastichen Kugel (Vibrations transversales d'une sphère élastique). — P. 516-553.

Mémoire purement mathématique sur les oscillations torsionnelles d'une sphère élastique.

Parmi les résultats de l'analyse, il convient de signaler celui-ci : Si le diamètre de la sphère vibrante est petit par rapport à la longueur d'onde des vibrations propagées dans le milieu, une portion presque insensible de l'énergie vibratoire pourra seule être transmise sous forme d'onde.

L'auteur examine aussi la qualité du spectre auquel les vibrations, supposées être celles de molécules matérielles, pourront donner naissance dans l'éther ambiant. Ce serait un spectre de lignes, mais n'offrant de ressemblance avec aucun spectre connu. E. B.

W. SCHAUFFELBERGER. — Wärmeleitungsfähigkeit des Kupfers, aus dem stationären und variablen Temperaturzustand bestimmt, und Wärmefluss in einer durch Kühlwasser bespülten Endfläche eines Wärmeleiters (Conductibilité calorifique du cuivre déduite de mesures de l'état stationnaire et de l'état variable; quantité de chaleur qui s'écoule d'un conducteur dont les extrémités sont baignées par un courant d'eau froide). — P. 589-630.

MM. Holborn et Wien (1) ont, dans un mémoire récent, réuni tous les résultats publiés jusqu'ici sur la conductibilité intérieure

(1) HOLBORN et WIEN, *Zeitschrift für Deutsche Ingenieur*, XL, p. 45 ; 1896.

des métaux. Il résulte de leur étude que, si l'on prend en bloc tous les nombres obtenus, d'une part, à l'aide des méthodes de températures stationnaires; d'autre part, à l'aide des méthodes de températures variables, les nombres du premier groupe l'emportent sur ceux du second d'environ 5 0/0.

M. Schauffelberger pense avoir trouvé la raison de ce désaccord. Quand une surface appartenant à un conducteur est baignée par un courant d'eau froide ou de vapeur, la température du métal au voisinage immédiat de cette surface ne peut être confondue avec celle de la masse du courant fluide. On sait en effet que les fluides adhèrent à la surface des solides, et ne peuvent posséder une vitesse sensible qu'à une distance finie, quoique très petite, de ces surfaces. A travers la couche fluide adhérente, la chaleur ne se transmet guère que par conductibilité, et, celle-ci étant très faible, il y a une chute de température finie entre la surface métallique et la masse de fluide en mouvement.

Pour donner une idée de l'ordre de grandeur de cette chute de température, l'auteur a employé un barreau de cuivre de 20 centimètres de long et de 4 centimètres de diamètre, portant dans le sens de sa longueur sept pinces thermo-électriques, dont la première et la dernière étaient très sensiblement aux extrémités du barreau. Ces extrémités étaient en relation, la première avec un courant rapide d'eau froide, l'autre avec un courant de vapeur d'eau bouillante. Comme on devait le penser, d'après la haute conductibilité du cuivre et la grande section du barreau, la distribution des températures le long du barreau était très sensiblement linéaire, mais la différence de température des extrémités par rapport aux milieux en mouvement fut trouvée de 6°,65 à l'extrémité froide, de 4°,48 à l'extrémité chaude.

Étant donnée la conductibilité de l'eau (0,00124 d'après Weber), il suffit d'une couche d'eau adhérente de 1/50 de millimètre pour expliquer la différence de température de 6°,65.

Or, si les méthodes de températures stationnaires ont été le plus souvent mises à l'abri de la cause d'erreur invoquée par l'auteur, il n'en est pas de même des méthodes de température variables. Si l'on a toujours écrit correctement l'équation aux différences partielles d'où dépend le problème, on a écrit des équations inexactes de condition aux limites, parce qu'on n'a pas tenu compte des couches de fluide adhérentes.

Soient χ le coefficient de conductibilité interne, u la température en un point du barreau, u_l la température en un point de l'extrémité baignée par le fluide en mouvement, w le coefficient de conductibilité du fluide, δ l'épaisseur de la couche adhérente, on a, en supposant, pour plus de simplicité, la température au sein de la masse fluide égale à zéro,

$$\frac{wul}{\delta} = \chi \left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)_l;$$

ou, pour un conducteur et un fluide donnés,

$$u_l = \mathrm{W} \left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)_l,$$

W étant une constante. Telle est l'équation aux limites correcte.

Il était intéressant de mesurer la conductibilité d'un même corps par une méthode de températures stationnaires et par une méthode de températures variables en faisant usage des nouvelles équations aux limites, et de voir si l'écart systématique signalé par MM. Holborn et Wien serait complètement évité.

Voici les méthodes choisies par M. Schauffelberger.

Températures stationnaires. — Un barreau, échauffé par un courant constant, de 350 ampères par exemple, est en relation par ses deux extrémités avec des courants d'eau froide. On évalue les températures stationnaires acquises par son point milieu et par deux points symétriques par rapport au milieu, et voisins des extrémités.

Températures variables. — On interrompt le courant électrique et on observe le refroidissement du barreau.

Soient $2l$ la longueur du conducteur, p son périmètre, q sa section, c sa chaleur spécifique, χ sa conductibilité calorifique interne, h sa conductibilité calorifique externe, ω_0 sa résistance spécifique à la température de l'eau froide, α le coefficient thermique de la variation de la résistance, ρ la densité, I l'intensité du courant en unités électromagnétiques C. G. S., J l'équivalent mécanique de la chaleur, u la température variable comptée à partir de celle de l'eau froide, t le temps. On verra aisément que l'équation différentielle qui convient à l'état variable, pendant le passage du courant, est :

$$(1) \qquad \frac{\partial u}{\partial t} = \frac{\chi}{\rho c}\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - \left(\frac{hp}{q\rho c} - \frac{\mathrm{I}^2\omega_0\alpha}{\mathrm{J}q^2\rho c}\right) u + \frac{\mathrm{I}^2\omega_0}{\mathrm{J}q^2\rho c}.$$

Tous les coefficients contenus dans cette équation sont supposés

constants, ce qui est légitime, car les excès de température employés dans les expériences ont atteint au plus 3°.

Les conditions aux limites sont

$$(2) \qquad \begin{cases} u_l = - W \left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)_l \\ u_{-l} = - W \left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)_{l-} \end{cases}$$

Pour obtenir les équations de l'état permanent, il suffit de faire

$$\frac{\partial u}{\partial t} = 0\ ;$$

La solution est alors de la forme

$$u = Ae^{\nu x} + Be^{-\nu x} + \frac{R}{\nu^2}.$$

en posant

$$\nu^2 = \frac{hp}{q\rho c} - \frac{I^2\omega_0\alpha}{Jq^2\rho c},$$
$$R = \frac{I^2\omega_0}{Jq^2\rho c}.$$

Quand on supprime le courant, l'équation (1) se réduit à :

$$(3) \qquad \frac{\partial u}{\partial t} = \frac{\chi}{\rho c}\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - \frac{hp}{q\rho c}u.$$

On trouve aisément une solution particulière de cette équation (3) en posant :

$$(4) \qquad u = TX,$$

avec la condition que T soit fonction de t seulement, X fonction de x seulement. L'équation (3) devient :

$$(5) \qquad \frac{1}{T}\frac{dT}{dt} = \frac{\chi}{\rho c}\frac{1}{X}\frac{d^2X}{dx^2} - \frac{hp}{q\rho c}.$$

Le premier membre étant indépendant de x, le second indépendant de t, il en résulte que l'un et l'autre ont une valeur constante. D'ailleurs, t ne pouvant devenir infini, cette constante est négative.

L'équation (5) se décompose donc en deux :

$$\frac{dT}{dt} = - a^2 T\ ;$$
$$\frac{d^2X}{dx^2} = - \left(\frac{a^2\rho c}{\chi} - \frac{hp}{q\chi}\right) X\ ;$$

d'où

$$T = e^{-a^2 t},$$
$$X = A \sin \lambda x + B \cos \lambda x;$$

avec

$$\lambda = \sqrt{a^2 \frac{\rho c}{\chi} - \frac{hp}{\chi q}},$$

ou

$$a^2 = \lambda^2 \frac{\chi}{\rho c} + \frac{hp}{q \rho c}.$$

$$u = e^{-\left(\lambda^2 \frac{\chi}{\rho c} + \frac{hp}{q\rho c}\right)t} (A \sin \lambda x + B \cos \lambda x). \tag{6}$$

Pour que cette solution (6) satisfasse aux conditions limites (2), on trouvera qu'il suffit que :

$$\operatorname{tang} \lambda l = \frac{1}{\lambda W}. \tag{7}$$

Cette équation (7) est satisfaite par une infinité de valeurs λ_1, λ_2, λ_3, rapidement décroissantes. Désignons par u_1, u_2, u_3, des valeurs du second membre de (6) quand on y remplace λ par λ_1, λ_2, λ_3 ; A et B par A_1, B_1, A_2, B_2... la solution générale de l'équation (3) est donc :

$$u = u_1 + u_2 + u_3 \ldots,$$

et se réduit sensiblement à son premier terme, dès qu'il s'est écoulé un temps notable après l'interruption du courant.

L'auteur a déterminé avec un soin extrême, sur le barreau même qu'il devait employer aux mesures de conductibilité, toutes les constantes qui figurent dans les équations. Nous ne le suivrons dans le détail ni de ces intéressantes déterminations, ni des longs calculs indispensables pour obtenir le résultat final.

Nous nous bornerons à dire que la moyenne des déterminations du coefficient de conductibilité interne a été de :

0,9480 C. G. S. par les températures stationnaires,
0,9382 C. G. S. par les températures variables.

L'écart de 1 0/0 s'explique suffisamment par la difficulté des mesures.

Le tableau suivant fournit la comparaison de coefficients de conductibilité obtenus par divers expérimentateurs pour le cuivre pur. Il donne aussi le rapport des deux sortes de conductibilités, électrique et calorifique, à la température de 18°.

χ		$\frac{L}{\chi_1}$	Observateurs
0,9480 0,9382		1,595	Schauffelberger
0,917	(Cu II)	1,598	Jaeger et Diesselhorst
0,876	(Cu III)	1,583	
0,934		1,630	Grüneisen

E. B.

G. QUINCKE. — Ueber unsichtbare Flüssigkeitsschichten und die Oberflächenspannung flüssiger Niederschlagmembranen, Zellen, Colloiden und Gallerten (Sur les couches liquides invisibles et la tension superficielle de précipités liquides en relation avec les membranes précipitées, les cellules, les colloïdes et les gelées). — P. 631-682 et 701-744.

Sous ce titre, quelque peu obscur, M. Quincke réunit, dans un long mémoire, de très curieuses observations microscopiques sur la formation des membranes précipitées dites *semi-perméables*, formées, par exemple, avec le sulfate de cuivre et le cyanoferrure de potassium, sur les végétations arborescentes et les formes de myéline obtenues, aussi par voie de précipitation, avec divers couples de sels, ainsi que sur les cristalloïdes sphériques résultant de la précipitation de sels de chaux.

D'après M. Quincke, tous ces précipités sont d'abord liquides. Ils se solidifient au bout d'un temps qui, d'une fraction de seconde, peut varier, suivant les substances, jusqu'à des heures. Ainsi, avec le silicate de soude et le chlorure de fer, le précipité se solidifie au bout de 0,3 à 0,5 seconde, tandis qu'avec le même silicate de soude et le chlorure de cobalt, le précipité ne se solidifie qu'au bout de deux heures. Tant que le précipité est liquide, il est extensible, et sa forme résulte d'une multitude de circonstances, en particulier de la vitesse d'écoulement et de la tension superficielle à sa surface, habituellement recouverte d'un corps liquide invisible, de composition différente de celle du liquide ambiant. Une fois solides, les précipités deviennent fragiles et se déchirent au moindre effort.

M. Quincke insiste particulièrement sur la formation des membranes dites semi-perméables, d'après l'attribution à ces membranes d'une propriété à laquelle l'auteur se refuse à croire. Ces membranes, dit-il en substance, ne s'accroissent pas par intussusception. Tant que le précipité est encore liquide, il peut se dilater et ne se déchirera pas, si, par exemple, il est en forme de poche,

quand le volume de son contenu augmentera par l'écoulement du liquide situé du côté de la concavité, ou par diffusion de l'eau ; mais, une fois la solidification opérée, le précipité a cessé d'être extensible ; il se fera des déchirures par lesquelles pourront passer des sels. Il n'est toutefois pas impossible que l'empilement d'une grande quantité de ces cellules déchirées puisse, dans des circonstances particulières, fonctionner comme une soupape, ce qui, sans doute, ne sera jamais absolument vrai.

E. B.

F.-M. EXNER. — Ueber den Gleichgewichtzustand eines schweren Gases (Sur l'état d'équilibre d'un gaz pesant). — P. 683-686.

Dans sa théorie des gaz, L. Boltzmann démontre que, sous l'influence de la pesanteur, et *à énergie constante*, un gaz ne peut être en équilibre que s'il a partout la même température.

M. Exner établit cette propriété en se fondant non plus sur les hypothèses qui servent de base à la théorie des gaz, mais seulement sur le second principe de la thermodynamique.

E. B.

N° 4.

J. ZENNECK. — Verfahren, um die Dämpfung elektrischer Schwingungen sichtbar zu machen (Procédé pour rendre visible l'amortissement des oscillations électriques). — P. 801-806.

On fait agir ces oscillations sur le faisceau cathodique d'un tube de Braun, de manière à provoquer la déviation du faisceau soit par l'action électrique, soit par l'action magnétique. Les maxima d'élongation de la tache luminescente correspondent aux maxima d'intensité et leur sont proportionnels. La méthode ne s'applique pas aux grandes fréquences ni aux très faibles amortissements : dans le premier cas, l'éclat de la tache est trop faible; dans le second cas, la différence des élongations successives est trop petite.

M. L.

K.-F. LINDMANN. — Ueber stationäre elektrische Wellen (Ondes électriques stationnaires). — P. 824-851.

Dans les ondes électriques stationnaires obtenues par l'interférence des ondes directes avec les ondes réfléchies sur un plan métallique, on observe que le maximum de la force électrique le plus rapproché du réflecteur n'est pas au milieu de la distance entre le réflecteur et le premier minimum : il est plus voisin du réflecteur. Ce déplacement est provoqué par les ondes secondaires émises par le résonateur et réfléchies par la surface métallique. Le résonateur forme avec lui-même un système en résonance complète, c'est-à-dire caractérisé à la fois par l'égalité des périodes et des amortissements.

Si on diminue l'intensité des ondes secondaires en disposant au voisinage du résonateur rectiligne un fil qui lui est parallèle et dont les extrémités sont enroulées en spirale, ce fil absorbe les ondes secondaires et les transforme en ondes à longue période, qui n'ont plus d'action sur le résonateur. Le premier maximum se trouve alors dans sa position normale.

La transformation des ondes directes en ondes secondaires est accompagnée d'un changement de phase : on peut étudier cette différence de phase en faisant agir les ondes secondaires sur un deuxième résonateur. La différence de phase est, en moyenne, de $\frac{3\pi}{4}$ quand la distance entre les deux résonateurs est de l'ordre de la demi-longueur d'onde ; elle tend vers π quand cette distance décroît, vers $\frac{\pi}{2}$ quand elle croît.

Il résulte de là que, pour obtenir l'intensité maxima, quand on fait usage de réflecteurs paraboliques, il faut choisir pour distance focale du réflecteur non pas la demi-longueur d'onde, mais la distance du premier maximum au sommet de la surface réfléchissante.

Un résonateur circulaire, presque fermé, rayonne très peu ; aussi, quand on se sert d'un tel résonateur, le déplacement du premier maximum est insignifiant.

D'après M. Lindmann, la demi-longueur d'onde propre d'un résonateur analogue à ceux de Righi, mais où seulement la partie du résonateur voisine de la coupure est sur le verre, est égale à un peu plus

de la moitié de sa longueur et non à cette longueur, comme le trouvait Righi. L'augmentation observée par ce dernier tient à ce que la présence du verre accroît la capacité du résonateur.

Lorsque les dimensions du réflecteur sont du même ordre de grandeur que la longueur d'onde, les maxima et les minima sont déplacés vers l'excitateur, d'autant plus que l'excitateur et le résonateur sont plus voisins. Ce déplacement provient de l'affaiblissement des ondes réfléchies, dû à ce que le réflecteur, de petite dimensions, diffuse une grande partie de l'énergie qu'il reçoit.

La différence de phase qui accompagne la réflexion dépend de la période des oscillations propres du réflecteur : on le vérifie en faisant varier cette période, soit par la variation des dimensions du réflecteur dans la direction de la force électrique, soit par l'adjonction de capacités à ses extrémités. M. L.

M. HORNEMANN. — Ueber Töne an Kontakten (Sons produits par les contacts électriques). — P. 862-882.

Quand on fait passer des courants intermittents ou variables dans un contact entre deux pièces, dont l'une est médiocrement conductrice, il se produit un son de période égale à celle des courants. Les deux pièces en contact sont reliées aux deux pôles d'une petite bobine d'induction, ou l'une des deux seulement à l'un des pôles, ou encore les deux pièces communiquent avec des fils tendus parallèlement à d'autres fils reliés à la bobine. Les courants variables peuvent être provoqués par un microphone ; en insérant dans le circuit du contact un téléphone et une pile, on reproduit le son qui actionne le microphone. Les fils parallèles peuvent être distants d'une dizaine de mètres et séparés par des murailles. L'auteur attribue la production de ces sons à des phénomènes thermiques et électrostatiques dont les pièces du contact sont le siège. M. L.

P. HENNING. — Vergleichende Messungen des elektrischen Potentiales mittels der Flamme und eines aus radioactiver Substanz bestehenden Kollektors (Mesures comparées du potentiel électrique au moyen d'une flamme ou d'un collecteur à substance radioactive). — P. 893-905.

Le champ électrique dans lequel ces mesures sont effectuées est compris entre deux réseaux métalliques à larges mailles, parallèles

(2 m × 2 m; écartement 50 cm), entre lesquels est maintenue une différence de potentiel de 200 volts environ.

Quand les réseaux sont disposés verticalement, les potentiels mesurés et calculés sont les mêmes. Si les réseaux sont disposés horizontalement, le potentiel mesuré est celui d'un point situé au-dessus de la position réelle de la flamme ou du collecteur. La différence est plus grande quand le réseau supérieur est au potentiel le plus élevé : elle est plus accusée avec la flamme qu'avec le collecteur et varie, pour ce dernier, avec la substance employée pour y fixer la matière radioactive (dissolution concentrée de sucre ou dissolution de gomme laque).

Dans la théorie des ions, ces expériences s'expliquent en admettant que les ions se portent de préférence du côté où aucun obstacle ne gêne leur mouvement et que la mobilité de l'ion négatif est plus grande que celle de l'ion positif.

M. L.

H. ANDRIESSEN. — Ueber oscillatorische Ladungsströme (Courants de charge oscillatoires). — P. 912-918.

En coupant le circuit d'une bouteille de Leyde reliée au secondaire d'un transformateur par un exploseur, on peut rendre le courant de charge oscillatoire. Si une lampe à incandescence est en série dans le circuit, elle ne s'illumine pas quand il n'y a pas d'étincelle ; mais, quand les pôles de l'exploseur sont écartés de $0^{mm},5$, elle s'illumine.

De même, si on insère dans le circuit du condensateur la lampe et une bobine de self-induction, la self-induction et la capacité peuvent être mises en résonance pour la fréquence employée ; la différence de potentiel maxima dépasse de beaucoup celle qui correspond à la puissance du transformateur. La lampe est portée à l'incandescence avec une intensité de courant beaucoup plus faible que l'intensité normale.

Il est possible de remplacer la bouteille par un carreau étincelant : il se produit des décharges ramifiées dont l'aspect accuse une grande intensité. Il est probable que ces étincelles jouent un grand rôle dans la détérioration des couvertures isolantes, où les différentes couches d'isolant sont séparées par des intervalles d'air.

M. L.

J. STARK. — Ionentheorie der elektrischen Selbstentladung (La décharge électrique spontanée d'après la théorie des ions). — P. 919-932.

Dans la théorie des ions, la décharge électrique correspond à un déplacement des ions; elle est dite spontanée quand l'énergie nécessaire à la production de ces ions est empruntée à l'énergie du champ électrique, sans l'intervention d'un « ionisant » étranger, rayons ultraviolets de Röntgen, de Becquerel.

Tant que la différence de potentiel entre deux électrodes ne dépasse pas une certaine valeur, le gaz qui les sépare se comporte comme un isolant. Le champ a la forme « statique ». Au-delà de cette différence de potentiel, il se forme un canal où le gaz est ionisé et où circule un courant d'une certaine intensité. Le champ est modifié : il prend la forme « dynamique ». La décharge spontanée est le passage du champ électrique de la forme statique à la forme dynamique et représente le début de l'ionisation par le choc des ions en mouvement.

A la surface des électrodes, les ions sont maintenus par les forces de contact ; pour vaincre ces forces, il faudrait porter l'intensité du champ à une valeur élevée; mais comme, en même temps, cette intensité s'accroît dans l'intérieur du gaz, l'ionisation se produit dans ces dernières régions avant que cette limite soit atteinte. La décharge spontanée prend donc naissance dans l'intérieur du gaz : c'est le point fondamental de cette théorie.

La différence de potentiel à laquelle commence la décharge spontanée dépend de la tension d'ionisation de l'ion positif. Cette différence de potentiel initiale est telle que la chute de potentiel le long du trajet libre d'un ion au voisinage d'une électrode soit égale à la tension d'ionisation relative à cet ion. Elle dépend de la forme du champ électrique, par suite des dimensions et de l'écartement des électrodes, du voisinage des autres conducteurs, de la valeur du potentiel sur chacune d'elles, et enfin du trajet moyen des ions positifs. Si la décharge part de l'électrode positive, la différence de potentiel initiale est indépendante de la nature de l'électrode, comme la tension d'ionisation. Si elle part de la cathode, elle dépend de la nature de l'électrode, comme la chute de potentiel à la cathode.

L'auteur applique sa théorie à des cas particuliers (sphère isolée, deux sphères), et retrouve quelques résultats donnés par l'expérience. M. L.

J. STARK. — Nachtrag über die Gültigkeitsgrenze des Ohm'schen Gesetzes (Remarque complémentaire sur la limite de validité de la loi d'Ohm). — P. 932-934.

Dans un travail précédent, l'auteur donnait comme condition limite de la validité de la loi d'Ohm dans les gaz :

$$l \frac{\Delta X}{\Delta x} < -k.$$

(l, trajet moyen des ions; ΔX, quantité dont décroît la force qui sollicite l'ion, le long du segment Δx; k, fraction petite).

Cette condition ne peut être exacte, parce qu'elle dépend du système d'unités adopté; il faut lui substituer la suivante :

$$\frac{\Delta X_\lambda}{X_\lambda} < -0{,}01,$$

où ΔX_λ désigne la diminution de la force X_λ sollicitant l'ion, le long du trajet libre.

M. L.

J. von GEITLER. — Ueber die durch Kathodenstrahlen bewirkte Ablenkung der Magnetnadel (Sur la déviation de l'aiguille aimantée par les rayons cathodiques). — P. 935-937.

La plus grande partie, sinon la totalité de la déviation signalée, dut être attribuée à des forces thermoélectriques entre les pièces de l'appareil dont une partie était échauffée par les rayons cathodiques.

H. du BOIS. — Entmagnetisirungsfaktoren kreiscylindrischer Stäbe (Coefficient de désaimantation des aimants cylindriques à section circulaire). — P. 942-943.

Les chiffres cités par M. Benediks ont été déterminés par M. du Bois dans des expériences d'essais et abandonnés par lui-même à la suite des expériences plus complètes effectuées à son instigation par M. Mann. M. du Bois pense que la correction que M. Benediks propose d'apporter aux résultats de Mann est trop élevée.

M. L.

F. POCKELS. — Ueber die Aenderung des optischen Verhaltens verschiedener Gläser durch elastische Deformation (Variation des propriétés optiques de diverses sortes de verre, produite par une déformation élastique). — P. 745-771.

Tandis que les liquides ont été soigneusement étudiés au point de vue de la variation de leur indice de réfraction sous l'influence de la pression et de la température, on ne possède que des renseignements très imparfaits sur les variations des propriétés optiques des solides soumis à des déformations, parce qu'en général les constantes élastiques des échantillons étudiés optiquement étaient inconnues. C'est pour combler partiellement cette lacune que M. Pockels a entrepris l'étude des propriétés optiques d'un certain nombre de verres d'Iéna déjà étudiés par MM. Winkelmann, Schott, Straubel et Pulfrich, et dont les constantes élastiques sont bien connues.

Ces verres, taillés en lames rectangulaires de dimensions uniformes, ont été soumis à une compression dans le sens d'une de leurs dimensions. Ils deviennent alors biréfringents, et il convient de déterminer leurs deux indices principaux, toujours peu différents de l'indice normal du verre non déformé.

Les deux déterminations indispensables consistent l'une à mesurer le déplacement des franges de Jamin produites en lumière polarisée perpendiculaire à la direction de la compression, l'autre à obtenir, au moyen du compensateur de Babinet, la différence de phase des deux vibrations principales.

Voici les résultats généraux de ces mesures :

1° La double réfraction produite par une compression unilatérale est en général négative, comme on l'a admis jusqu'ici ; mais, pour les flints très riches en plomb, elle est positive. Il y a, pour chaque couleur, un verre à silicate de plomb pour lequel la compression unilatérale ne produit pas de double réfraction.

La dispersion de double réfraction est en général très petite et peut être d'un signe quelconque ; elle n'est sensible que pour les flints les plus lourds.

2° La variation d'indice produite par une compression uniforme croît avec la densité et avec la valeur absolue de l'indice. Elle n'obéit à aucune des lois qui ont été proposées à cet égard. Des trois

formules

(1) $$\frac{n^2-1}{\rho} = C^{te} \text{ (Newton)},$$

(2) $$\frac{n-1}{\rho} = C^{te} \text{ (Gladstone, Dale)},$$

(3) $$\frac{n^2-1}{n^2+2}\frac{1}{\rho} = C^{te} \text{ (Lorenz, Lorentz)},$$

c'est encore la première qui, quoique absolument insuffisante, se rapproche le plus de la réalité. De ces formules on tire

(1 *bis*) $$\rho\frac{\partial n}{\partial \rho} = \frac{n^2-1}{2n},$$

(2 *bis*) $$\rho\frac{\partial n}{\partial \rho} = n-1,$$

(3 *bis*) $$\rho\frac{\partial n}{\partial \rho} = \frac{(n^2-1)(n^2+2)}{6n}.$$

Le tableau suivant donne les valeurs expérimentales et les valeurs calculées de $\rho\frac{\partial n}{\partial \rho}$:

Désignation du verre	S 205	O 428	O 658	O 2194	O 1571	O 500	S 57
Densités	2,243	2,457	2,758	3,115	3,88	4,73	6,335
Indices pour Na.	1,5075	1,5123	1,5452	1,5700	1,6440	1,7510	1,9625
$\rho\frac{\partial \rho}{\partial n}$ Observé ...	0,358	(0,106)	0,392	0,485	0,512	0,600	0,865
Calculé 1 *bis*	0,4215	0,425	0,450	0,467	0,518	0,590	0,726
— 2 *bis*	0,508	0,512	0,545	0,570	0,644	0,751	0,9625
— 3 *bis*	0,600	0,608	0,66	0,695	0,814	0,997	1,414

3° Le coefficient de température de l'indice, *corrigé de l'effet de la variation de densité*, a pu être calculé pour quatre sortes de verre. Il est toujours positif et croît fortement avec la proportion de plomb.

4° La dispersion tantôt croît et tantôt décroît *par l'influence de la température seule*.

E. B.

F.-J. MICHELI. — Ueber den Einfluss der Temperatur auf die Dispersion ultravioletter Strahlen in Flusspath, Steinsalz, Quarz und Kalkspath (Influence de la température sur la dispersion des rayons ultra-violets dans le spath fluor, le sel gemme, le quartz et le spath). — P. 772-790.

La méthode employée par l'auteur est due à M. Martens. Elle consiste essentiellement à produire, sur une même plaque immobile, la photographie de deux spectres projetés par un même prisme égale-

ment immobile, quand le prisme est à la température ordinaire et quand il est à une température plus élevée. On distingue les raies appartenant aux deux spectres en voilant, par exemple, la moitié supérieure de la fente pour prendre l'épreuve à basse température. On mesure sur l'épreuve le déplacement de chaque raie, et on en déduit la variation d'indice provoquée par l'élévation de température.

Les mesures comportent, en moyenne, une variation de température de 60° et s'étendent de la longueur d'onde 645 $\mu\mu$ à 202 $\mu\mu$. Les variations les plus importantes sont fournies par le sel gemme, les moins importantes par le spath fluor et le quartz. Toutes ces substances présentent une variation d'indice qui croît en valeur absolue avec la longueur d'onde, que cette variation soit négative dans le spectre visible, comme cela a lieu pour le sel gemme, le sparth fluor ou le quartz, ou positive, comme pour le fluor.

Il est impossible d'attribuer les variations d'indice observées à la seule variation de la densité.

E. B.

A. PFLUGER. — Prüfung des Kirchhoff'schen Gesetzes an der Emission und Absorption glühenden Turmalins (Vérification de la loi de Kirchhoff sur l'émission et l'absorption de la tourmaline incandescente). — P. 806-817.

On possède très peu de vérifications quantitatives directes de la loi de Kirchhoff. Il n'y a guère à citer qu'un mémoire de M. Boumann (1) sur l'émission et l'absorption du verre chauffé comparées à l'émission de l'oxyde de cuivre considéré comme un corps parfaitement noir; et un mémoire de M. Rosenthal (2) sur l'émission et la réflexion du quartz et du mica dans la région de l'infra-rouge, où l'absorption est considérable. M. Rosenthal trouve que, dans un large intervalle, la relation :

$$E = (1 - R) e = Ae$$

est vérifiée.

Kirchhoff avait déjà reconnu qu'une tourmaline incandescente, taillée parallèlement à l'axe, émet principalement de la lumière polarisée dans le plan où elle jouit d'une forte absorption, c'est-à-dire de la lumière polarisée dans le plan de l'axe. M. Pflüger s'est attaché à

(1) Boumann, *Versl. K. ak. d. Wetensch.*, Amsterdam, V, p. 438; 1897.
(2) Rosenthal, *Wied. Ann.*, LXVIII, p. 783; 1899.

mesurer quantitativement l'émission et l'absorption de la tourmaline incandescente pour la lumière rouge polarisée dans les deux azimuts principaux.

La tourmaline est taillée parallèlement à l'axe, en lames de 0,5 millimètres au plus d'épaisseur, et portée à l'incandescence dans la flamme d'un brûleur de Bunsen. Sur cette tourmaline peut être projetée l'image d'une source lumineuse intense J. La lumière émise ou la somme de la lumière émise et de la lumière transmise par la tourmaline sont reçues par un spectrophotomètre de Lummer-Brodhun, muni d'un nicol. On mesure dans chacun des azimuts principaux : 1° la lumière E, émise par la tourmaline. L'émission lumineuse de la flamme du bec Bunsen est nulle dans la région rouge à laquelle se rapportent les mesures; 2° la lumière J émise par la source en l'absence de la tourmaline ; 3° la somme E + D de la lumière émise par la tourmaline et de la lumière transmise. On a ainsi les éléments nécessaires pour calculer l'absorption :

$$A = J(1 - R - D).$$

R se calcule au moyen de l'indice, par la formule connue :

$$R = \left(\frac{n-1}{n+1}\right)^2,$$

relative à l'incidence normale, en admettant, ce qui n'introduit pas d'erreur sensible, qu'on peut, pour le calcul, négliger la variation d'indice résultant de l'échauffement.

Le tableau suivant résume les résultats obtenus :

Cristaux	λ en μμ	$\frac{A_c}{A_0}$ à froid	$\frac{A_c}{A_0}$	$\frac{E_c}{E_0}$	Δ 0/0
I	635	»	0,580	0,578	0,04
II	635	0,470	0,650	0,641	1,2
II	610	»	0,488	0,492	0,8
III	635	0,375	0,600	0,589	1,8
III	610	»	0,439	0,438	0,02
III	635	»	0,590	0,594	0,7

La loi de Kirchhoff est donc vérifiée à un haut degré d'approximation.

E. B.

K. OLSZEWSKI. — Bestimmung der Inversionstemperatur der Kelvins'chen Erscheinung fur Wasserstoff (Evaluation de la température d'inversion du phénomène de lord Kelvin pour l'hydrogène). — P. 818-823.

On sait qu'à la température ordinaire tous les gaz se refroidissent par le phénomène de la détente irréversible, à l'exception de l'hydrogène, qui s'échauffe. S'il en était ainsi à toute température, il serait impossible de liquéfier l'hydrogène par un dispositif analogue à celui de Linde, tandis qu'on sait bien liquéfier ce gaz en le refroidissant d'abord à — 200°, dans l'air liquide, avant de le faire détendre. Il y a donc une température à laquelle le phénomène de la détente irréversible étudiée par lord Kelvin ne produira sur l'hydrogène ni refroidissement ni réchauffement. C'est cette température d'inversion que M. Olszewski s'est proposé de déterminer expérimentalement.

A cet effet, il a employé divers réfrigérants : l'air liquide, l'éthylène liquide, l'acide carbonique solide imprégné d'éther. L'hydrogène à haute pression s'écoule d'un grand réservoir dans l'air à travers un robinet à pointeau, précédé d'un serpentin dans lequel le gaz prend la température du réfrigérant. La région où se produit la détente est protégée, à la manière ordinaire, contre toute cause extérieure d'échauffement ou de refroidissement, et la variation de température accompagnant la détente est évaluée à l'aide d'un thermomètre à résistance électrique.

A — 190°, la détente est accompagnée d'un refroidissement énergique; à — 103°, d'un refroidissement encore très sensible, tandis qu'à — 78° il y a un très léger échauffement. En faisant lentement le vide au-dessus du mélange d'acide carbonique solide et d'éther, M. Olszewski a pu fixer la température d'inversion à — 80°,5.

M. Witkowski avait trouvé une température de — 79°,3, par un calcul fondé sur l'emploi d'une formule empirique de M. Rose-Innes.

E. B.

G. LAUBENTHAL. — Messungen im Absorptionsspectrum (Mesures dans le spectre d'absorption). — P. 851-861.

Le but de ce travail est, en premier lieu, de comparer, au point de vue de leur précision, diverses méthodes proposées pour les mesures

dans les spectres d'absorption, en appliquant ces méthodes à l'étude d'un même spectre, et, subsidiairement, d'utiliser ces mesures pour contrôler et préciser des observations antérieures de Formanék (1) sur le spectre d'absorption de certaines laques.

Les méthodes comparées par l'auteur sont les suivantes :

1° Fixation directe de la position des maxima d'absorption dans le spectre normal, en disposant la croisée de fils du réticule sur la région la plus sombre ;

2° et 3° Méthode photométrique de Glan avec un spectre prismatique ou normal.

La conclusion est qu'aucune de ces méthodes ne peut être considérée comme comportant une très haute précision.

En ce qui concerne les substances étudiées, ce sont des laques obtenues en faisant agir, sur la teinture d'alkanna, quelques gouttes des chlorures des métaux des deux premiers groupes de Mendeleeff.

Dans le premier groupe, les métaux Li, Na, K, Rb, Cs font apparaître deux bandes ; dans le second groupe, Gl, Mg, Ca, Sr, Ba en font apparaître trois. Dans un même groupe, une même bande est d'autant plus déviée vers le rouge que le poids atomique est plus fort. Si l'on compare les mêmes bandes dans le premier et dans le second groupe, on trouve que, dans le second, elles sont fortement déviées vers le violet.

Ce résultat est à rapprocher des observations analogues de Kayser et Runge sur les séries de raies d'émission des métaux des mêmes groupes, dont la tête, dans un même groupe, se déplace vers le rouge quand le poids atomique augmente, et se déplace vers le violet quand on passe du premier groupe de Mendeleeff au second. Au premier degré d'approximation, on constate même une proportionnalité entre les déplacements des bandes d'absorption des laques et celle des têtes de série dans les spectres d'émission des métaux correspondants.

E. B.

K. PRYTZ. — Méthode zur Bestimmung des Gefrierpunktes einer Lösung bei constanter Temperatur (Méthode pour déterminer le point de congélation d'une dissolution par l'observation d'une température constante). — P. 882-892.

Partant de ce principe que la température de congélation d'une dissolution aqueuse est la température pour laquelle la dissolution

(1) Formanék, *Zeitschrift f. analzt. Chimie*, XXXIX, p. 7.

se trouve en équilibre avec de la glace en excès, M. Prytz fait écouler lentement la dissolution à étudier, préalablement refroidie à 0°, à travers un vase de Dewar à double paroi vide et argentée, rempli de glace pilée. Un thermomètre, disposé suivant l'axe du vase, a son réservoir à peu de distance du fond. La tige et le réservoir du thermomètre sont entourés d'un tube de plomb en spirale étroite, ouvert à son extrémité inférieure et qui reçoit la solution d'un réservoir supérieur, par l'intermédiaire d'un serpentin entouré de glace et sous un débit variable à volonté. Cette dissolution remonte le long du thermomètre et à travers la masse de glace, qu'elle imprègne ; elle déborde enfin du vase de Dewar.

Dans ces conditions, on observe que la température indiquée par le thermomètre baisse d'abord rapidement, puis d'une manière très lente, pour se fixer, au bout d'un quart d'heure, par exemple, à une valeur constante. Celle-ci n'est d'ailleurs pas modifiée si on fait varier le débit de la dissolution dans une proportion quelconque. Il en résulte que l'apport de chaleur par la dissolution à 0° est tout à fait négligeable.

On peut aisément calculer la quantité de chaleur très petite, amenée par conductibilité le long du tube de plomb, ou à travers la double paroi du tube de Dewar. L'une et l'autre ne peuvent modifier d'une manière appréciable l'indication du thermomètre.

La température constante observée est donc bien la température de solidification cherchée. E. B.

R. STRAUBEL. — Ueber Quarzprismen (Sur les prismes de quartz). — P. 905-908.

Pour montrer la double réfraction circulaire du quartz, il suffit, comme l'ont montré MM. von Lang et Cornu, d'employer un seul prisme de quartz de 60°. Par l'usage d'un collimateur et d'une lunette d'un grossissement de 6 à 8 fois, on voit très bien les lignes spectrales se dédoubler, surtout dans la région du violet, pour laquelle le pouvoir rotatoire est le plus considérable.

Au lieu d'un prisme isocèle de 60°, on peut même employer un prisme de 30° dont une face est perpendiculaire à l'axe, en conservant le même angle d'incidence sur la face oblique à l'axe, de manière que le rayon lumineux traverse le prisme dans la direction de l'axe et se présente normalement à la face de sortie. Mais, si l'on fait réfléchir ce rayon normal, en argentant, par exemple, la face

qui le reçoit, on ne constate plus le dédoublement des raies; en effet, la réflexion, qui renverse le sens de la propagation sans changer celui de la giration dans l'espace, transforme le rayon circulaire droit en circulaire gauche et inversement; le retard acquis par l'un des rayons dans la traversée du prisme est compensé par une avance égale, prise par ce rayon dans le trajet inverse. Il n'y a plus ni rotation résultante du plan de polarisation, ni double réfraction correspondante.

M. Straubel conseille l'emploi de prismes de quartz ainsi disposés, pour les expériences dans lesquelles l'emploi du quartz est imposé, par exemple à cause de sa transparence aux rayons ultra-violets, et dans celles où l'on se trouverait gêné par la double réfraction ou par le pouvoir rotatoire de cette substance. E. B.

H. LEHMANN et R. STRAUBEL. — Ultraviolett des Quecksilberspectrum (Partie ultra-violette du spectre du mercure). — P. 909-911.

Le tableau suivant fournit la liste des raies observées par les auteurs, en employant comme source un tube de Geissler à électrodes de mercure.

La colonne I donne l'intensité photographique relative des raies, les plus intenses correspondant à la désignation 1, les plus faibles à la désignation 6.

d signifie diffuse, *v*R étalée vers le rouge.

λ	I	Obs.	λ	I	Obs.
193,04	4	—	212,67	5	—
194,16	3	—	213,13	3	*v*R
197,01	5	—	213,66	6	*d*
197,31	4	—	214,04	2	*v*R
198,73	4	—	215,06	1	observée par Eder et Valenta(1)
199,05	5	—	215,28	3	*v*R
202,77	3	—	216,31	6	—
204,80	5	*v*R	216,44	5	—
205,45	1	—	216,67	4	*d*
206,98	4	*v*R	217,31	6	—
209,25	3	*v*R	217,49	3	*v*R
209,78	5	—	219,13	1	*v*R obs. par Eder et Valenta (1)
211,00	5	*v*R	221,31	4	*v*R
211,50	3	*v*R			

(1) EDER et VALENTA, *Denkschriften der math. naturw. Kl. der K. Ak. der Wissench. in Wien*, t. LXI, p. 401; 1894.

Aucune de ces raies ne rentre dans les séries de MM. Kayser et Runge.
E. B.

PHILOSOPHICAL MAGAZINE;

6e série, t. III; février 1902.

PHILIPP HARRISON. — On the Variation with Temperature of the Thermoelectromotive Force and of the Electric Resistance of Nickel, Iron and Copper between the Temperatures of 200° and + 1.050° (Variation avec la température de 200° à 1.050° de la force électromotrice thermoélectrique et de la résistance électrique du nickel, du fer et du cuivre). — P. 177-195.

La soudure chaude obtenue en fondant ensemble, dans une flamme réductrice de chalumeau, les extrémités des fils était placée dans un tube en porcelaine (30 centimètres de long, 9 millimètres de diamètre) fermé par un bouchon traversé par un tube, qui permettait d'y faire le vide. Un tube tout semblable contenait un fil de platine dont la résistance mesurait la température, selon la méthode de Callendar.

Les deux tubes attachés, ensemble avec une bande de cuivre mince, étaient placés à l'intérieur d'un four, formé de plusieurs vases cylindriques concentriques en fer, chauffés par un brûleur Fletcher, le tout étant entouré par un cylindre poli de fer-blanc, protégé à l'intérieur par un revêtement d'amiante.

La force électromotrice thermoélectrique était comparée à celle d'une pile étalon au cadmium, au moyen d'un potentiomètre.

On évitait l'oxydation des fils de la soudure chaude en faisant le vide dans le tube en porcelaine, ou en le tenant rempli d'hydrogène. Les résultats sont figurés par des courbes obtenues en portant la température en abscisses, les forces électromotrices, exprimées en microvolts, en ordonnées.

Jusqu'à 700°, la force électromotrice du couple Fe-Cu est sensiblement représentée par une parabole, avec des différences excédant toutefois les erreurs possibles d'observation. Ces différences étaient maxima à 70°, 230°, 370°.

La température d'inversion était 536°; celle du point neutre, 262°.

De 700° à 900°, I croît ensuite presque linéairement.

Pour le couple Cu-Ni, la courbe était sensiblement une ligne droite, avec des différences présentant leur maximum à 70° et à 340°.

E croît plus rapidement à partir de 500°, variant toujours linéairement jusqu'à 1.050°, sans présenter d'inversion ni de point neutre.

Au-dessus de 900°, on fit plusieurs séries d'expériences en chauffant plus ou moins rapidement le couple, ou plus ou moins longtemps, soit dans le vide d'air, soit dans l'hydrogène. Les courbes obtenues n'étaient pas les mêmes dans ces diverses conditions.

L'auteur mesura aussi, avec les *mêmes échantillons de métaux*, la variation de la résistance avec la température.

Celle du nickel croît paraboliquement jusqu'à 370°, puis moins rapidement et linéairement jusqu'à 1.050°.

Celle du fer croît paraboliquement jusqu'à 800°, puis linéairement; on obtint le même résultat en chauffant dans l'hydrogène.

Celle du cuivre croît linéairement à partir de 800° jusqu'à 1.050°.

On voit aussi que, pour le couple Ni-Cu, on a, à 370°, une variation de E coïncidant avec un changement dans la résistance du nickel, mais que la même chose n'arrive pas pour le fer.

E. PERREAU.

MAC LENNAN. — On a Kind of Radioactivity imparted to certain Salts by Cathode Rays (Sur une radioactivité communiquée à certains sels par les rayons cathodiques). — P. 195-203.

L'appareil de mesure, imaginé antérieurement par M. Wilson [1], était un électromètre à feuille d'or, d'un système assez compliqué, dans lequel on pouvait faire le vide.

On rendait les sels radioactifs en les exposant dans un tube à plusieurs cathodes, fermé par un bouchon. Il était ainsi nécessaire de refaire le vide dans le tube pour chaque exposition.

L'étincelle d'une bobine ou d'une machine de Whimshurst rendit aussi ces sels radioactifs, d'autant plus que l'étincelle était plus nourrie, sans qu'on puisse attribuer cet effet à la lumière ultra-violette; il faut plutôt y voir une action des « rayons de décharge » de Wiedemann.

Dans les essais de radioactivité des sels, leur température était élevée au moyen d'un brûleur Bunsen chauffant le fond de la cage.

La radioactivité était ainsi plus intense, mais ne durait que peu de temps.

---

[1] *Proc. of the Roy. Soc.*, t. LVIII, p. 194.

Non chauffés, ces sels ne gardaient leur radioactivité que très peu de temps : deux jours au plus.

La décharge de la feuille d'or n'eut lieu que lorsqu'elle était chargée positivement, et dans aucun cas elle n'a reçu de charge quand elle était d'abord à l'état neutre.

Les sels qui montrèrent cette action furent surtout les sulfates de calcium, strontium, baryum, potassium et aussi, mais beaucoup moins, les sulfures de ces mêmes métaux.

Cette radioactivité n'a d'ailleurs rien de commun avec la « thermoluminescence » signalée par Wiedemann. Bien que les deux phénomènes se produisent sous l'action des rayons cathodiques ou de l'étincelle, ils n'ont pas les mêmes caractères et ne se présentent d'ailleurs pas simultanément et avec la même intensité chez les divers corps.

Cette radioactivité spéciale ne semble pas due à l'émission de lumière ultra-violette émise par les sels, mais plutôt à des particules négatives émises par eux avec une vitesse très petite.

E. Perreau.

P.-J. KIRKBY. — On the Electrical Conductivities produced in Air by the Motion of Negative Ions (Sur la conductibilité électrique produite dans l'air par le déplacement des ions négatifs). — P. 212-225.

M. Townsend a montré (1) que, aux pressions voisines de un millimètre de mercure, et sous l'action d'un champ électrique suffisamment intense, les ions négatifs produits dans un gaz, sous l'action de rayons de Röntgen par exemple, peuvent créer de nouveaux ions au moment de leurs chocs contre les molécules neutres du gaz. On peut ainsi extraire du gaz une quantité d'électricité beaucoup plus grande que celle libérée directement par la radiation.

M. Kirkby a repris l'étude de ce phénomène en employant comme électrode un tube d'aluminium et un fil fin de cuivre dirigé suivant son axe, au lieu des lames parallèles employées par M. Townsend. On obtient avec le cylindre, comme l'avait montré M. Townsend, un changement considérable dans l'intensité du courant qui traverse le gaz, quand on change le sens de la différence de potentiel entre le tube et le fil.

---

(1) *Phil. Mag.*, 6e série, t. I; février 1901.

Le courant est beaucoup plus intense quand le fil est positif, c'est-à-dire quand les ions négatifs, créés dans le gaz par la radiation, doivent tous traverser, pour être recueillis par le fil chargé positivement, la région de champ intense qui l'avoisine immédiatement. Les ions négatifs, ou leurs centres chargés, prennent dans cette région une vitesse suffisante pour créer de nouveaux ions au moment de leurs chocs contre les molécules neutres.

Les résultats obtenus par M. Kirkby confirment, dans l'ensemble, ceux de M. Townsend et sa théorie de l'ionisation par chocs. Il semble nécessaire d'admettre que les ions positifs peuvent, eux aussi, donner lieu à un phénomène analogue, quoique plus difficilement que les ions négatifs. Cette conclusion paraît également s'imposer pour l'explication des phénomènes de la décharge disruptive.

LANGEVIN.

P. CHAPPUIS. — Notes on Gas-Thermometry. II (Notes sur le thermomètre à gaz. II). — P. 243-247 [1].

MM. Holborn et Day [2] ont trouvé pour la dilatation de la porcelaine de Berlin entre 250° et 625° la formule

$$l_t = l_0 \left\{ 1 + 10^{-9} (2954t + 1{,}125t^2) \right.$$

Cette formule, employée entre 0° et 250°, fournit des valeurs trop grandes. Elle ne convient pas non plus entre 750° et 875°, mais elle redevient exacte vers 1.000° ; d'où il résulte que la dilatation de la porcelaine de Berlin ne peut être exactement représentée par une formule à deux termes, dans un intervalle supérieur à quelques centaines de degrés.

L'auteur, dont les expériences sur la dilatation de la porcelaine de Berlin avaient été effectuées entre 0° et 100°, puis extrapolées, recalcule au moyen de la formule de MM. Holborn et Day la dilatation de la porcelaine vers 445° et corrige ainsi la valeur antérieurement indiquée pour le point d'ébullition du soufre. Ce point doit être baissé de 0°,5 : il se trouve ainsi fixé à 444°,7. Ce nombre est très voisin de celui de MM. Callendar et Griffiths.

Il y a lieu, aussi, de rectifier les valeurs indiquées antérieurement

(1) Voir *J. de Phys.*, 3e série, t. X, p. 84; 1901.
(2) HOLBORN et DAY, *Drude's Ann.*, t. II, p. 505; 1900.

pour la correction de l'échelle du thermomètre à azote. Elles ont les valeurs suivantes :

100°	0,000
200	0,023
300	0,047
400	0,070

E. B.

ARCHIVES DES SCIENCES PHYSIQUES ET NATURELLES DE GENÈVE;

4e série, t. XI et XII ; 1901.

PH.-A. GUYE et F.-LOUIS PERROT. — Étude critique de l'emploi du compte-gouttes pour la mesure des tensions superficielles. — 4e série, t. XI, p. 22 et 345.

Un historique assez développé sert d'introduction à ce mémoire. Les expériences effectuées, toujours à une même température, ont conduit aux conclusions suivantes. Le poids des gouttes fournies par un même liquide et issues d'un même orifice change avec leur vitesse de formation ; il est plus élevé lorsque les gouttes se forment rapidement que lorsqu'elles se forment lentement. Si la durée de formation de la goutte va en augmentant, le poids de chaque goutte tend vers une limite et devient, à partir d'une certaine durée, indépendant de la durée de leur formation. Les valeurs de la tension superficielle, calculées à l'aide des observations effectuées dans le cas où la durée de formation est éliminée, sont en désaccord avec les valeurs obtenues par la méthode des ascensions capillaires (dispositif de MM. Ramsay et Shields) (1). Toutefois, on peut obtenir des valeurs de la tension superficielle exactes à 1 ou 2 0/0 près, en laissant les gouttes se former librement à l'orifice capillaire d'une pipette et en introduisant deux corrections, l'une relative au nombre des gouttes (Duclaux) et l'autre relative au temps qui sépare les chutes de deux gouttes successives.

En poursuivant l'étude de ces phénomènes, les auteurs se proposent de rechercher une relation expérimentale entre la pression hydrostatique, le poids et la vitesse de formation des gouttes, en

(1) *Zeitschrift für physikal. Chemie*, t. XII, p. 433 ; 1893.

tenant compte, s'il y a lieu, du rôle de la *rigidité*. Les écarts constatés entre les différents liquides pourraient bien être dus à des différences d'*élasticité*, propriété sur laquelle M. Schwedoff a attiré récemment l'attention (1).

PH.-A. GUYE et ACHILLE BAUD. — Contribution à l'étude de la polymérisation des liquides organiques. — 4e série, t. XI, p. 449 et 537.

Le dispositif de MM. Ramsay et Shields (2) permet la mesure de la tension superficielle des liquides dans le vide, à différentes températures. Les expériences ont porté sur douze liquides organiques, l'anisol, le phénéthol, le méthyluréthane, l'éthyluréthane, l'isopropyluréthane, le phényluréthane, le méthyléthylcétoxime, le valéroxime, le nitrobenzène, le benzonitrile, le métacrésol, l'acétate d'éthyle. Les valeurs γ de la tension superficielle permettent le calcul de l'énergie superficielle moléculaire $\gamma (Mv)^{\frac{2}{3}}$ telle qu'elle a été définie par M. Eötvös (3). La variation de cette grandeur en fonction de la température peut être exprimée par la formule : $\gamma (Mv)^{\frac{2}{3}} = K (T_c - T - d)$. MM. Ramsay et Shields appellent liquides normaux tous les liquides pour lesquels la valeur de K est voisine de 2,12. Toute valeur de K différente de 2,12 entraîne l'existence d'une polymérisation dont le coefficient est représenté par le facteur $\left(\frac{2,12}{K}\right)^2$. Pour l'anisol et le phénéthol, le coefficient K est plus élevé que le nombre de MM. Ramsay et Shields. Le métacrésol représente un cas nouveau ; non polymérisé entre 8° et 55°, il est partiellement polymérisé entre 55° et 100°.

F.-F. MARTENS et J. MICHELI. — Appareil et méthode pour la mesure de l'action de la lumière sur les plaques photographiques. — 4e série, t. XI, p. 472.

L'appareil est un spectrophotomètre semblable à celui de M. A. König (4). Un disque de verre opalin éclairé par un bec Auer émet de la lumière vers deux prismes à réflexion totale qui renvoient vers

(1) SCHWEDOFF, *Rapports au Congrès international de Physique*, Paris, 1900, t. I, p. 478.
(2) *Zeitschrift für physik. Chemie*, t. XII, p. 433 ; 1893.
(3) *Wied. Ann.*, t. XXVII, p. 452.
(4) *Wied. Ann.*, t. LIII, p. 785 ; 1894.

la même lunette la lumière réfléchie; on a ainsi deux faisceaux séparés. Sur le parcours de l'un d'eux, on interpose la substance absorbante. La compensation est obtenue par la rotation dans la lunette d'un prisme biréfringent placé derrière un prisme de Wollaston supposé fixe.

Si J est la quantité de lumière incidente, J_g la quantité de lumière traversant avant le développement la gélatine propre, J_{ag} la quantité de lumière, qui traverse la gélatine contenant une certaine quantité d'argent, l'expression $S_a = 100 \frac{J_g - J_{ag}}{J_g}$ représente par définition le *noircissement absolu*. Si on remplace J_g par l'expression J_s, qui représente la quantité de lumière traversant la gélatine non exposée à la lumière, mais ayant été soumise au développement, l'expression $S_r = 100 \frac{J_s - J_{ag}}{J_s}$ représente le *noircissement relatif*. Les grandeurs appelées densité absolue $D_r = \log \frac{J_g}{J_{ag}}$ et densité relative

$$D_r = 2 - \log(100 - S_t),$$

sont déterminées pour une même plaque pendant un même temps d'éclairement, mais pour diverses valeurs de l'éclairement.

THOMAS TOMMASINA. — Sur les phénomènes des radioconducteurs. 4e série, t. XI, p. 557.

M. Chaunder Bose attribue à « une distorsion moléculaire » (1) les phénomènes présentés par les cohéreurs soumis à l'action d'une onde électrique; il explique ainsi à la fois la diminution et l'augmentation de résistance, qu'on peut constater, suivant les cas, avec de la poudre de potassium ou de sodium. M. Tommasina pense que l'ancienne théorie de la cohérence permet d'expliquer toutes les particularités signalées par M. Bose. Il a expérimenté avec 42 corps métalliques, alliages parfaitement propres, introduits à sec dans un tube de verre entre deux électrodes; aucun de ces corps n'a fourni une augmentation de résistance. Le potassium et le sodium en contact avec le pétrole ont fourni des résultats analogues à ceux de

(1) *Rapports présentés au Congrès international de Physique*, Paris, 1900, t. III, p. 561.

M. Bose, c'est-à-dire une augmentation de résistance. Pour M. Tommasina, cette augmentation est due à l'huile interposée entre les particules métalliques. Les grains d'oxydes et d'autres poudres diélectriques, mélangés aux poudres métalliques, sont polarisés par l'action des ondes hertziennes; ces poudres, intercalées entre les particules métalliques, constituent des chaînons, à l'état d'équilibre instable, qui présentent une diminution de conductibilité.

Quelques particularités intéressantes sont présentées par les limailles métalliques plongées dans un liquide isolant; les ondes électriques n'ont en circuit fermé aucune action *cohérente;* en circuit ouvert, c'est-à-dire avec une seule électrode réunie au pôle du secondaire d'une bobine de Ruhmkorff, il se forme des chaînettes de limaille. Avec la limaille d'argent plongée dans la glycérine, on voit apparaître, aux points de contact de deux chaînons successifs, de très petites bulles gazeuses animées de mouvements de rotation; des jets gazeux y prennent parfois naissance. L'addition d'une poudre non conductrice (de la poudre de lycopode, par exemple) supprime la formation de la chaînette.

F.-J. MICHELI. — Influence de la température sur la lumière émise par les corps phosphorescents. — 4e série, t. XII, p. 5; 1901.

L'emploi du photomètre à polarisation de M. A. König [1] a permis l'étude de l'émission par phosphorescence des sulfures alcalino-terreux, de quelques substances organiques (coquilles d'œuf, papier, corne, etc...), de certains verres, pour des températures variant entre —188° (air liquide) et 380°. L'intensité initiale, la vitesse de déperdition et la réfrangibilité de la lumière émise par les sulfures alcalino-terreux et les matières organiques dépendent de la température; pour chaque sulfure, l'intensité initiale prend une valeur maximum pour une certaine température qui varie d'ailleurs d'un sulfure à l'autre. Les matières organiques luisent dans l'air liquide. Quelques verres seulement luisent dans ces conditions; mais l'influence de la température se fait alors sentir dans des limites plus étroites que dans le cas des sulfures et des substances organiques.

---

(1) *Wied. Ann.*, t. LIII, p. 785; 1894.

ROBERT WEBER. — Appareil montrant les modifications du courant alternatif, T. XII, p. 602.

Le noyau en fer doux d'un électro-aimant de 6 centimètres de longueur est prolongé par un cylindre en acier, de 25 centimètres de longueur, qui est un aimant polarisé. En face du fer doux, dans la bobine, se trouve une capsule manométrique de König sur la membrane de laquelle est fixé un petit bloc de fer doux. Le courant à étudier traverse le circuit de l'électro-aimant, et les mouvements de la membrane sont observés sur la flamme manométrique, à l'aide d'un miroir tournant. On peut ainsi observer les courants alternatifs et constater les modifications qu'ils subissent par suite de l'introduction d'une self-induction ou d'une capacité.

R. DONGIER.

HERMANN EBERT. — Sur les ions libres de l'air atmosphérique. 4e série, t. XII, p. 97.

MM. Elster et Geitel (1) ont découvert que l'air libre conduit l'électricité comme s'il avait été soumis à l'action des rayons de Röntgen ou des substances radioactives. D'après l'hypothèse énoncée par les physiciens de l'Ecole de Cambridge (J.-J. Thomson, Rutherford, etc...), cette conductibilité serait due à l'ionisation de l'atmosphère. Les ions positifs, ayant une masse mille fois plus grande que les ions négatifs, sont entraînés dans le sens de la chute de potentiel, tandis que les ions négatifs sont entraînés en sens inverse. Le degré d'ionisation d'une masse d'air peut être mesuré à l'aide de la vitesse de décharge d'un condensateur dont les armatures sont soumises à une différence de potentiel connue.

Dans l'appareil employé par M. Hermann Ebert, le condensateur est formé de deux cylindres concentriques entre lesquels on fait circuler un courant d'air de vitesse constante. La chute de potentiel est mesurée avec un électromètre à feuille d'or. Cet instrument transportable a permis d'effectuer des mesures dans différentes stations, en montagne et en ballon. Les résultats généraux obtenus sont les

(1) *Physikal. Zeitschrift*, t. I., p. 11, 1899; t. II, p. 113 et p. 116, 1900; — *Annalen der Physik*, t. II, p. 425; 1900.

mêmes que ceux déjà énoncés par MM. Elster et Geitel. L'air atmosphérique contient une proportion d'ions positifs et d'ions négatifs d'autant plus grande qu'il est plus pur, plus transparent et surtout que la radiation solaire est intense. Dans les couches inférieures de l'atmosphère, il existe une proportion plus grande d'ions positifs que d'ions négatifs; il en est de même dans les hautes régions, aux altitudes de 3.000 mètres dans l'air libre; mais les vitesses de décharge sont jusqu'à 23 fois plus grandes qu'à la surface du sol. Les radiations ultra-violettes sont-elles la cause unique de cette énorme ionisation des couches élevées de l'atmosphère? On ne saurait l'affirmer, et il reste à effectuer des recherches pour établir d'une manière certaine la liste des agents qui interviennent dans la mise en liberté des charges électriques.

R. Dongier.

Kr. BIRKELAND. — Résultats des recherches magnétiques faites par l'expédition norvégienne de 1899-1900 pour l'étude des aurores boréales. — T. XII, p. 565.

L'enregistrement des trois éléments du magnétisme terrestre effectué à Bossekop (Norvège), situé à 1.000 mètres d'altitude, a fait apparaître des variations d'allure sinusoïdale; ces variations sont dues principalement à des courants électriques circulant dans l'atmosphère. On a pu, en 1882-1883, constater l'existence de tels courants entre les stations d'altitudes différentes de Yan Mayen et de Bossekop; les perturbations observées dans chacune d'elles étaient en effet les mêmes, mais les variations de la composante verticale avaient lieu exactement en sens inverse. La comparaison des courbes obtenues à Pawlowsk, Copenhague, Potsdam, Paris, Greenwich et Toronto a permis de vérifier que les courants électriques, qui provoquent les perturbations magnétiques, tournent, vers les premières heures du matin, dans le sens des aiguilles d'une montre. Ces perturbations ne se produisent pas simultanément aux différentes stations; elles se déplacent de l'est à l'ouest avec une vitesse qui est de l'ordre de 100 kilomètres à la minute.

D'après M. Birkeland, ce sont les courants électriques qui partent des régions polaires et s'étendent sur la terre par les couches supérieures de l'atmosphère qui provoquent les *aurores boréales*. Cette explication peut être contrôlée au moyen de l'expérience que l'on réalise en soumettant à l'action polaire d'un électro-aimant puissant

l'électrode anodique, située au centre du réservoir sphérique de 15 centimètres de diamètre d'un tube à vide. Afin qu'aucune espèce de rayons cathodiques ne puisse pénétrer dans la grosse sphère, la cathode est placée dans un tube en verre de 3 centimètres de diamètre, qui est replié deux fois à angle droit avant de déboucher dans le récipient sphérique, normalement à sa paroi. Sous l'action des forces magnétiques, le courant positif de la décharge fournie par une machine de Holtz prend la forme d'une bande qui, vue dans la direction des lignes de force du champ magnétique, est enroulée en spirale ; le sens de l'enroulement change avec la direction du champ magnétique.

M. Birkeland pense de même que les courants électriques provoquent la formation des nuages supérieurs, tels que les cirrus ; les gaz conducteurs de l'électricité possèdent en effet des noyaux capables de provoquer la condensation de la vapeur d'eau. Il serait de la plus haute importance de noter les directions des cirrus à minuit, afin de contrôler cette hypothèse.

R. DONGIER.

A. GARBASSO. — Quelques expériences sur la décharge électrique dans les gaz. 4e série, t. XI, p. 282 et 329.

Il paraît vraisemblable que la conduction de l'électricité à travers les gaz est un phénomène d'électrolyse, analogue à celui que présentent les liquides. C'est une idée qui est développée dans l'ouvrage de M. J.-J. Thomson *Recent researches on electricity and magnetism*. M. Pringsheim affirme qu'il se produit dans les gaz des phénomènes de polarisation. L'auteur décrit une série de nombreuses et intéressantes expériences, qui le conduisent à ne pas nier le caractère électrolytique de la conduction électrique ; mais de nouvelles recherches sont nécessaires. Le phénomène de la décharge dans les gaz est beaucoup plus compliqué que celui qu'on est habitué d'observer au sein des solutions salines.

R. DONGIER.

AOUT 1902.

(*Voir* la suite à la page 2.)

TABLE DES MATIÈRES.

AOUT 1902.

(*Voir* la suite à la page 3.)

Tours. — Imprimerie Deslis Frères.

Le Gérant : J. Deslis.

JOURNAL
DE PHYSIQUE
THÉORIQUE ET APPLIQUÉE,

FONDÉ

PAR J.-CH. D'ALMEIDA

ET PUBLIÉ PAR

MM. E. BOUTY, G. LIPPMANN, E. MASCART, A. POTIER,

ET

M. B. BRUNHES, adjoint à la rédaction,

AVEC LA COLLABORATION

D'UN GRAND NOMBRE DE PROFESSEURS ET DE PHYSICIENS.

QUATRIÈME SÉRIE.

TOME I. — SEPTEMBRE 1902.

PARIS,

AU BUREAU DU JOURNAL DE PHYSIQUE,

11, RUE RATAUD (5e).

Toutes les réclamations doivent être adressées à M. **Sandoz**, rue Rataud, 11, à Paris, 5e

Par application de la loi du 7 avril 1879, tous les bureaux de poste de France, d'Algérie, de Belgique, de Danemarck, de Hollande, d'Italie, de Norvège, de Portugal, de Suède et de Suisse sont autorisés à recevoir les abonnements. Nos lecteurs n'ont qu'à verser la somme de 17 francs pour la France ou 18 francs pour les pays ci-dessus désignés, **au nom de M. Sandoz**, *Secrétaire du Journal*, rue Rataud, nº 11, à Paris, 5e. Ils n'ont ni lettre

Le *Journal de Physique théorique et appliquée* paraît chaque mois et forme par an un volume grand in-8° de 40 à 50 feuilles, avec figures dans le texte. La première série 1872-1881 se vend 200 francs (rare). Les vingt derniers volumes, 1882-1901, se vendent séparément.... 15 fr.

Les abonnements sont annuels et partent de janvier.

Prix pour un an (12 numéros):

France.. 17 fr.
Etranger.. 18 fr.

On s'abonne dans tous les bureaux de poste, au nom de M. SANDOZ, rue Rataud, 11. Paris, 5e.

Tout ce qui concerne la rédaction doit être adressé à M. BOUTY, rue du Val-de-Grâce, 9. Paris, 5e.

Tout ce qui concerne l'administration doit être adressé à M. SANDOZ, rue Rataud, 11. Paris, 5e.

La table générale des trois séries (1872-1901) est en préparation et formera un volume d'environ 350 pages dont le prix est fixé à 10 francs.

AVIS

Désireuse de publier le plus promptement possible des Analyses des Travaux étrangers, la Rédaction prie MM. les Auteurs de vouloir bien lui envoyer désormais deux exemplaires de leurs nouveaux Mémoires.

ÉLECTROLYSE DE L'AZOTATE D'ARGENT;

Par M. A. LEDUC.

J'ai étudié l'électrolyse de l'azotate d'argent en vue de la détermination de l'équivalent électrochimique de ce métal([1]).

La question qui se posait tout d'abord était de savoir si la masse d'argent déposée sur la cathode par coulomb dépendait ou non des conditions de l'expérience. Nous verrons qu'en effet elle dépend d'un certain nombre de circonstances : neutralité, acidité ou basicité du bain, sa concentration, sa température, densités cathodique et anodique du courant. Toutefois, ces diverses causes agissent faiblement, et ne peuvent altérer le résultat que d'un millième ou deux tout au plus. Je montrerai comment on peut éviter cette erreur.

Je me suis beaucoup préoccupé de l'influence des impuretés du bain, et, par conséquent, de l'anode qui sert à le régénérer. Nous verrons que les métaux inférieurs à l'argent dans la classification de Dumas n'ont pratiquement aucune influence, même à très haute dose.

Enfin, il importe d'être assuré que tout l'argent déposé par le courant est bien recueilli et pesé sans perte. J'ai dû m'arrêter quelque temps dès le début sur ce point fondamental; car, d'une part, on dit couramment, — et je l'ai répété moi-même, — qu'il y a corrosion du dépôt cathodique par le bain, et, d'autre part, M. Kahle([2]) a cru observer que le lavage du dépôt à l'eau distillée chaude lui faisait perdre plusieurs dix-millièmes.

Je n'ai jamais observé rien de semblable, et cela tient, à n'en pas douter, à ce que j'ai opéré sur des masses d'argent de 20 à 50 fois plus considérables que celles mises en expérience par les divers savants qui ont étudié l'électrolyse de l'azotate d'argent.

Assurément, il est fort aisé de peser 1 gramme de métal à un dix-millième près ; mais il est bien facile aussi de laisser échapper, dans les opérations du lavage, des parcelles formant plusieurs dixièmes de milligramme, surtout si le dépôt a subi des variations de température importantes.

([1]) A. Leduc, *Rapport présenté au Congrès international de Physique réuni à Paris en* 1900. Ce rapport contient les résultats de mes expériences préliminaires.

([2]) Kahle, *Zeitschr. f. Instrumkd.*, t. XVIII, p. 229; 1898.

Telle est certainement la principale cause de divergence des résultats obtenus par les divers auteurs.

Description d'une expérience. — La plupart de mes expériences consistent à faire passer le même courant dans deux voltamètres disposés en série dans un circuit comprenant un groupe d'accumulateurs, un ampèremètre et un rhéostat métallique, et à comparer les résultats obtenus.

J'ai employé, comme cathodes, trois capsules hémisphériques prolongées par des cylindres d'un centimètre de hauteur. L'une, en argent pur, a 14 centimètres de diamètre ; les deux autres, dont l'une est en argent et l'autre en platine, ont 8 centimètres de diamètre. Les surfaces hémisphériques sont donc d'environ 300 et 100 centimètres carrés.

Les anodes sont ordinairement des sortes de nouets obtenus en fermant un large tube de verre par un septum formé de deux mousselines séparées par du papier à filtre. Le tube est rempli d'argent cristallin et pur provenant d'une opération antérieure ; on l'introduit dans le circuit au moyen d'un fil d'argent simplement plongé dans la masse. La surface anodique est ainsi une calotte sphérique de très petite flèche. La partie inférieure du tube plonge de 2 à 3 millimètres seulement dans le bain.

L'expérience montre que, si l'orifice du tube a un diamètre égal à la moitié de celui de la cathode, la densité du courant au voisinage de celle ci est sensiblement uniforme.

Désireux de réaliser cette uniformité, j'ai d'abord employé comme anodes des hémisphères en argent pur fondu soutenues par une tige de même métal vissée au centre. Plus tard, j'ai adapté à l'ouverture du large tube décrit ci-dessus une sorte de panier en verre filé. à mailles très larges, que recouvrait le septum. Mais l'azotate formé à l'anode y produit une dissolution très concentrée qui tombe au milieu du bain et augmente beaucoup la conductance dans la direction verticale. Le but n'était donc pas atteint.

La cathode du premier voltamètre et l'anode du deuxième sont isolées sur paraffine et réunies par un fil aérien, de manière à éviter toute dérivation du courant entre les deux appareils.

L'argent pur qui m'a servi de départ a été préparé spécialement pour moi par M. Férent, directeur du Laboratoire d'essais de la Maison Lyon-Alemand. On a trouvé, à l'essai, moins de 1/10.000 d'impuretés.

Le plus grand nombre de mes expériences a porté sur des bains de concentration normale (170 grammes par litre). J'ai opéré aussi sur les concentrations 0,5 et 0,2 normales.

Un grand nombre d'expériences ont été exécutées en bain neutre ; dans une deuxième série, le bain était légèrement acidulé (0,01 à 0,03 normal en acide) ; enfin, dans une troisième série, il était rendu basique au moyen d'oxyde d'argent précipité de l'azotate par la baryte, et bien lavé.

L'emploi des accumulateurs a permis d'obtenir aisément, et presque sans surveillance, pendant vingt-quatre heures au besoin, un courant d'intensité à peu près constante.

L'expérience terminée, je décante le bain, puis je lave le dépôt avec précaution à l'eau distillée; je laisse séjourner celle-ci chaque fois dans la capsule pendant plusieurs heures, et je ne considère le lavage comme terminé que si la dernière eau ne donne aucun louche par l'acide chlorhydrique.

La capsule est alors égouttée, puis portée au dessiccateur à vide sec, à la température ordinaire, où elle demeure pendant dix heures au moins. Elle est ensuite pesée avec les précautions que j'ai décrites ailleurs [1].

Pour m'assurer de l'efficacité de ces opérations, il m'est arrivé deux fois de laver à nouveau la capsule, puis de la soumettre au vide sec pendant vingt-quatre heures, après l'avoir légèrement chauffée au préalable pour activer l'évaporation pendant les premiers moments. La tare est restée pratiquement la même.

Corrosion supposée de la cathode. — L'opinion généralement reçue, et à laquelle je me suis rangé moi-même dans mon rapport [2], d'après de nombreux témoignages, est qu'il y a corrosion de la cathode par le bain en l'absence du courant, ainsi que cela semble bien établi en ce qui concerne le cuivre (bains acides, surtout en présence de l'air).

Ainsi MM. Schuster et Crossley [3] trouvent que le dépôt d'argent est un peu plus lourd lorsqu'on opère dans le vide, et un peu moins lourd, au contraire, lorsqu'on opère en présence d'une atmosphère d'oxygène. Le premier point a été confirmé par M. Myers, qui estime

---

(1) *Recherches sur les gaz* (extrait des *Annales de chimie et de phys.* pour 1898, p. 22).

(2) *Loc. cit.*, p. 7.

(3) *Proc. Roy. Soc.*, t. L, p. 344; 1892.

à 1/1.000 le déficit d'argent dans un voltamètre non privé d'air. Il est vrai que les résultats obtenus par ce même auteur en présence de l'oxygène sont en contradiction avec les précédents.

Voici l'expérience bien simple que j'ai réalisée à plusieurs reprises pour trancher la question. Après avoir pesé le dépôt comme je l'ai dit plus haut, j'ai replacé dans la capsule le bain acide, neutre ou basique au sein duquel l'argent s'était déposé, et je l'y ai laissé séjourner jusqu'à dix-neuf heures. Après nouveau lavage et séchage comme ci-dessus, la tare était restée pratiquement la même : sur cinq expériences, l'écart n'a dépassé qu'une seule fois 0,1 milligramme, limite de précision de ces pesées, et il s'était produit cette fois-là une augmentation, évidemment accidentelle, de 0,4 milligramme.

Je me crois donc autorisé à conclure que, dans les conditions indiquées plus haut, il n'y a aucune corrosion appréciable du dépôt cathodique.

Polarisation du voltamètre à argent. — A cette occasion, j'appellerai l'attention sur le procédé imaginé par M. Gore [1] pour corriger ses résultats de la corrosion cathodique dans l'électrolyse du cyanure double d'argent et de potassium ou du sulfate de cuivre.

L'auteur détermine la perte de masse d'une lame identique à la cathode isolée dans le bain pendant le passage du courant.

Or on admet généralement que la différence de potentiel entre un métal et une dissolution de l'un de ses sels est très faible ou nulle. Il en résulte qu'un courant relativement intense doit traverser la lame plongée, parce qu'elle est beaucoup plus « perméable aux lignes de flux » que le milieu ambiant ; et, comme la perte du côté anode n'est jamais égale au gain du côté cathode, on ne mesure pas en réalité la corrosion de cette manière.

Je me suis assuré que les choses se passent bien ainsi lorsqu'on plonge dans un voltamètre à azotate d'argent une lame épaisse ou un gros fil de ce métal. Mais un fil mince n'est plus altéré si le courant qui traverse le voltamètre est suffisamment faible, ce qui prouve que la force contre-électromotrice d'un voltamètre à azotate d'argent n'est pas nulle.

Cette observation m'a amené à étudier ladite force électromotrice. Je me bornerai à rapporter l'une de mes expériences.

---

(1) *J. de Phys.*, 2e série, t. III, p. 50; 1884. — *Nature*, t. XXVI, p. 326 et 371; 1882-83.

Un voltamètre est constitué par deux vases spacieux A et B, réunis par un tube en ∩. Dans chacun des vases plongent les électrodes principales, et deux électrodes parasites *a* et *b*, formées par des fils d'argent. Ceux-ci sont réunis aux bornes d'un galvanomètre très sensible, dont la résistance est faible par rapport à celle du tube en ∩. On fait augmenter progressivement le courant qui traverse le voltamètre, et par suite la différence de potentiel entre A et B. Tant que celle-ci reste au-dessous d'une certaine valeur critique, variable avec la concentration, mais voisine de 0,03 volt, le galvanomètre ne reçoit qu'un courant insignifiant, sauf au moment de la fermeture ou de la rupture du circuit (phénomènes de polarisation bien connus). Dès que l'on dépasse cette valeur critique, le courant dérivé prend une valeur rapidement croissante.

On voit donc que la somme des forces électromotrices de polarisation de ce voltamètre est d'environ 0,03 volt.

Formation et destruction d'acide azotique dans l'électrolyse.

Premier cas. — *Anode insoluble.* — On sait que, dans l'électrolyse de l'azotate d'argent entre électrodes de platine, le bain s'acidifie assez rapidement, du moins au début. Il se produit d'ailleurs aux deux électrodes des réactions secondaires plus ou moins connues qu'il importe de décrire ou de rappeler.

Si le bain est primitivement neutre et suffisamment concentré, il ne se produit au début aucun dégagement gazeux à l'anode ; mais on y voit se former des cristaux bruns, octaédriques ou aiguillés, que l'on a pris longtemps pour du peroxyde d'argent, et auxquels M. Berthelot attribue une formule plus complexe : $4Ag^2O^3,2AgAzO^3,H^2O$. Quoi qu'il en soit, en même temps que ce composé, il se produit de l'acide azotique libre, comme l'exprime la formule :

$$(1) \qquad 4AzO^3 + 2AgAzO^3 + 3H^2O = Ag^2O^3 + 6AzO^3H.$$

Or le composé peroxydé, assez stable en présence de l'eau et surtout de la solution concentrée d'azotate, est décomposé par l'acide azotique, même très dilué, avec dégagement d'oxygène :

$$(2) \qquad Ag^2O^3 + 2AzO^3H = 2AgAzO^3 + H^2O + O^2.$$

Ainsi la production du composé peroxydé est limitée par sa décomposition en présence de l'acide produit simultanément. On conçoit

même que la quantité résiduelle de ce produit diminue à mesure que l'acidité du bain augmente.

Mettons fin à l'expérience, et abandonnons le voltamètre à lui-même : le produit brun finit par disparaître, et le résultat final est le même que s'il s'était simplement produit la réaction :

$$2AzO^3 + H^2O = 2AzO^3H + O. \tag{3}$$

Mais tout l'acide ainsi produit ne s'emmagasine pas dans le bain : une fraction importante est détruite à la cathode de la manière suivante. Cet acide est électrolysé en même temps que l'azotate, et l'hydrogène qui en résulte réagit secondairement sur les corps qui l'environnent, azotate et acide dissous, conformément aux réactions[1] :

$$2AgAzO^3 + 10H = AzH^4AzO^3 + 3H^2O + Ag^2, \tag{4}$$
$$2HAzO^3 + 8H = AzH^4AzO^3 + 3H^2O. \tag{5}$$

Il est clair que l'acide préexistant dans le bain, s'il y en a, subit les mêmes réactions, de sorte qu'il est détruit progressivement par l'électrolyse.

On pourrait penser qu'une partie de l'hydrogène pût aussi se dégager simplement, soit sous forme de bulles, soit par diffusion au travers du liquide, ou bien se joindre à l'argent déposé. Mes expériences n'autorisent pas ces suppositions. En ce qui concerne la dernière, j'ai vainement tenté d'extraire de l'hydrogène de l'argent recueilli, comme j'ai pu le faire avec l'or en d'autres circonstances. Il me paraît certain que tout l'hydrogène réagit ici secondairement, comme il vient d'être exposé.

Deuxième cas. — *Anode soluble.* — I. Soit un *bain primitivement neutre*. Tant qu'il reste neutre, on n'observe pas autre chose à la cathode que le dépôt normal d'argent.

A l'anode, les réactions produites par l'ion AzO^3 varient suivant les circonstances. Si la densité anodique est suffisamment faible, $\leq 2.10^{-3}$ C. G. S. par exemple (c'est-à-dire 2 ampères par décimètre carré), en solution normale, à la température ordinaire, il ne semble point se produire d'une manière appréciable autre chose que la réaction classique :

$$AzO^3 + Ag = AgAzO^3. \tag{6}$$

---

[1] Ces réactions se manifestent par une forte odeur ammoniacale qui se dégage du bain au bout de quelque temps.

L'état du bain ne change pas.

Mais, si la densité anodique est notablement plus forte, on voit se dégager des bulles d'oxygène à l'anode ; une partie des ions AzO^3 réagit secondairement sur le bain, conformément aux équations écrites plus haut. Le bain devient acide, et cela d'autant plus vite qu'il est moins concentré et que la température est plus élevée. En même temps, le sac anodique retient une certaine quantité du produit peroxydé, qui forme avec de l'argent pulvérulent une sorte de boue grise assez médiocrement conductrice.

Il en résulte un appauvrissement du bain assez notable. Ainsi j'ai constaté à diverses reprises qu'avec une densité anodique de 0,02 C. G. S. en solution normale, le bain avait perdu de 1 à 2 grammes de sel après avoir fourni de 20 à 30 grammes d'argent en cinq à six heures. Il résulte de ce qui précède que cet appauvrissement est plus faible si le bain est acide ou moins concentré.

Nous avons vu plus haut que l'acide se détruit à la cathode ; mais il est clair qu'il tend à s'établir un équilibre entre la production et la destruction : le bain ne peut donc demeurer rigoureusement neutre que si la production est nulle, c'est-à-dire la densité anodique très faible. Mais l'expérience montre qu'il est facile d'obtenir une acidité limite inappréciable au méthylorange (1).

II. *Bain primitivement acide.* — Si l'acidité est supérieure à la limite dont je viens de parler, elle diminue. Cette observation a été faite déjà, bien que d'une manière imprécise, par MM. Rodger et Watson (2). On voit, en tenant compte de ce qui précède, que l'acidité peut tendre vers 0 si la densité anodique est suffisamment faible. Il ne m'a point paru intéressant de rechercher comment varie en général l'acidité limite. Je donnerai seulement quelques résultats.

1° Une solution normale neutre au méthylorange demeure sensiblement neutre avec la densité anodique 0,02 et la densité cathodique $9 . 10^{-1}$;

---

(1) Pour doser l'acide libre, il importe de précipiter d'abord tout l'argent à l'état de chlorure au moyen du chlorure de sodium. On constate ainsi que la solution préparée au moyen d'azotate cristallisé fait virer plus ou moins le méthylorange, tandis que celle provenant de l'azotate fondu ne produit aucun virage appréciable. Le dosage de l'acide a été effectué en ramenant la liqueur à la teinte primitive au moyen d'une solution centinormale de soude, et en prenant pour témoin un flacon contenant le même nombre de gouttes de méthylorange dans le même volume d'eau distillée.

(2) *Philos. Transact.*, t. CLXXXVI, p. 631 ; 1895.

[illegible]

$$[illegible]$$

[illegible]

$$[illegible]$$

$$[illegible]$$

[illegible] mêmes réactions, de sorte [illegible] l'électrolyse.

On pourrait penser [illegible] dégager simplement, [illegible] travers du liquide, ou bien se [illegible] Mes expériences n'autorisent pas ces suppositions. En ce [illegible] dernière, j'ai vainement tenté d'extraire de [illegible] de l'argent recueilli, comme j'ai pu le faire avec l'or en d'autres circonstances. Il me paraît certain que tout l'hydrogène réagit [illegible] secondairement comme il vient d'être exposé.

Deuxième cas. — *Anode soluble.* — I. Soit un *bain primitivement neutre.* Tant qu'il reste neutre, on n'observe pas autre chose à la cathode que le dépôt normal d'argent.

A l'anode, les réactions produites par l'ion AzO^3 varient suivant les circonstances. Si la densité anodique est suffisamment *faible*, $2 . 10^{-3}$ C. G. S. par exemple (c'est-à-dire 2 ampères par décimètre carré), en solution normale, à la température ordinaire, *il ne semble* point se produire d'une manière appréciable autre chose que la réaction classique :

(6) $$AzO^3 + Ag = AgAzO^3.$$

(1) Ces réactions se manifestent par une forte [illegible] du bain au bout de quelque temps.

L'état du bain ne change pas.

Mais, si la densité anodique est notablement plus forte, on voit se dégager des bulles d'oxygène à l'anode; une partie des ions AzO^3 réagit secondairement sur le bain, conformément aux équations écrites plus haut. Le bain devient acide, et cela d'autant plus vite qu'il est moins concentré et que la température est plus élevée. En même temps, le sac anodique retient une certaine quantité du produit peroxydé, qui forme avec de l'argent pulvérulent une sorte de boue grise assez médiocrement conductrice.

Il en résulte un appauvrissement du bain assez notable. Ainsi j'ai constaté à diverses reprises qu'avec une densité anodique de 0,02 C. G. S. en solution normale, le bain avait perdu de 1 à 2 grammes de sel après avoir fourni de 20 à 30 grammes d'argent en cinq à six heures. Il résulte de ce qui précède que cet appauvrissement est plus faible si le bain est acide ou moins concentré.

Nous avons vu plus haut que l'acide se détruit à la cathode; mais il est clair qu'il tend à s'établir un équilibre entre la production et la destruction; le bain ne peut donc demeurer rigoureusement neutre que si la production est nulle, c'est-à-dire la densité anodique très faible. Mais l'expérience montre qu'il est facile d'obtenir une acidité limite inappréciable au méthylorange (1).

II. *Bain primitivement acide.* — Si l'acidité est supérieure à la limite dont je viens de parler, elle diminue. Cette observation a été faite déjà, bien que d'une manière imprécise, par MM. Rodger et Watson (2). On voit, en tenant compte de ce qui précède, que l'acidité peut tendre vers 0 si la densité anodique est suffisamment faible. Il ne m'a point paru intéressant de rechercher comment varie en général l'acidité limite. Je donnerai seulement quelques résultats.

1° Une solution normale neutre au méthylorange demeure sensiblement neutre avec la densité anodique 0,02 et la densité cathodique 9.10^{-4};

(1) Pour doser l'acide libre, il importe de précipiter d'abord tout l'argent à l'état de chlorure au moyen du ch[illegible] sodium. On constate ainsi que la solution préparée au moyen d'a[illegible]llise fait virer plus ou moins le méthylora[illegible]lis que celle [illegible]azotate fondu ne produit aucun virage a[illegible] Le dosage [illegible]ffectué en ramenant la liqueur à la teint[illegible] moyen d[illegible]inormale de soude, et en prenant pour t[illegible] conten[illegible]bre de gouttes de méthylorange dans l[illegible] d'eau d[illegible]

(2) [illegible] . f. Cl[illegible]6.

2° Une solution normale contenant 0,0125 molécule par litre d'acide libre perd dans les mêmes conditions 0,2 milligramme d'acide par gramme d'argent déposé;

3° et 4° Une solution 0,5 normale s'acidifie à peine avec une densité anodique de 0,01 ; avec une densité de 0,02 et un bain primitivement neutre, il se forme 0,5 milligramme d'acide par gramme d'argent déposé ;

5° Avec la solution 0,2 normale, l'acidification est beaucoup plus rapide. Avec une densité anodique de 0,01 et une densité cathodique de $4 \cdot 10^{-4}$, le bain s'est enrichi de 1,9 milligramme d'acide par gramme d'argent déposé.

III. *Bain primitivement basique.* — Il est clair que l'acide formé à l'anode se trouve neutralisé par l'oxyde d'argent dissous jusqu'à ce que celui-ci soit épuisé. En opérant dans les conditions des expériences 3 et 5, l'apparition de l'acide est donc retardée. Quant à l'électrolyse de AgOH, il semble qu'elle doive se faire avec dépôt normal d'argent à la cathode et dégagement d'oxygène ou formation de peroxyde à l'anode.

Importance de l'acidité du bain au point de vue de la masse d'argent déposée.

Considérons d'abord un *bain normal, primitivement neutre.* S'il ne se forme pas d'acide libre à l'anode, il ne paraît pas douteux que, chaque fois qu'un coulomb traverse le voltamètre, il se dépose la masse d'argent que l'on désigne sous le nom d'équivalent électrochimique de ce métal. Qu'il existe ou non des ions H libres dans le bain, leur proportion ne peut être assez forte pour altérer le résultat.

Si le bain est *primitivement acide*, ou s'il se forme de l'acide libre à l'anode, il en résulte, ainsi que nous l'avons vu, qu'une certaine quantité d'hydrogène se porte à la cathode et ne déplace pas par réaction secondaire une masse d'argent équivalente.

D'après les réactions (4) et (5) ci-dessus, chaque milligramme d'acide électrolysé correspond à un déficit d'argent de 1,37 milligramme. Vu la difficulté du dosage de l'acide, je puis dire que mes résultats s'accordent suffisamment, en moyenne, avec cette prévision. Mais il faut tenir compte aussi de l'acide formé à l'anode, qui vient atténuer l'appauvrissement en acide, et peut même produire l'effet inverse, ainsi que je l'ai dit plus haut. Le déficit en argent se trouve

donc augmenté, et il subsiste alors même que l'acidité du bain ne diminue pas.

Enfin, il y a encore déficit, alors même que le bain primitivement neutre au méthylorange demeure tel ou sensiblement, si l'on n'a pas évité complètement la formation d'acide à l'anode. Le déficit est alors d'autant plus grand que la densité anodique est plus forte, le bain plus étendu et la température plus élevée.

Il me suffira, pour compléter ces indications générales, de donner les résultats de quelques expériences.

I. *Influence de la température*. — Les deux capsules cathodiques ont même surface : 100 centimètres carrés ; l'une d'elles est environnée d'eau maintenue à 40° au moyen d'un thermo-régulateur ; la température de l'autre bain reste comprise entre 20° et 22°. Surface anodique : 18 centimètres carrés. Courant : 0,9 ampère. Masses d'argent recueillies : 33gr,0090 et 33gr,0111. Le dépôt diminue donc, en moyenne, de 4 à 5 millionièmes par degré dans les conditions de cette expérience.

Avec des anodes de 4cmq,5 seulement, les autres conditions restant les mêmes, la diminution a atteint 8 à 9 millionièmes par degré.

On voit que l'effet de la température est faible avec le bain neutre normal. Il est à peu près le même avec le bain normal acidulé à 2 grammes par litre.

Ces résultats sont contraires à ceux obtenus par lord Rayleigh, qui trouve un dépôt d'autant plus lourd que la température est plus élevée, la différence atteignant 2 millièmes.

II. *Influence des densités anodique et cathodique*. — 1° *Bain neutre normal*. — Avec un courant de 0,9 ampère, des anodes de 18 centimètres carrés et les cathodes de 300 et 100 centimètres carrés, l'échauffement des bains est faible, et leurs températures sont peu différentes : 19° et 21°, par exemple. Les masses d'argent recueillies sont pratiquement identiques : 34gr,2776 et 34gr,2775.

Avec des anodes de 4cmq,5 seulement, les températures finales diffèrent de près de 10°, et le dépôt sur la grande cathode surpasse l'autre de plus d'un dix-millième.

2° *Bain normal acidulé à 2 grammes environ par litre*. — Avec ces mêmes petites anodes, les cathodes de 300 et 100 centimètres carrés et un courant de 1 ampère, le dépôt est supérieur de $35 \cdot 10^{-5}$ sur la grande cathode. L'écart tombe à $5 \cdot 10^{-5}$ avec un courant de 0,15 ampère : il serait donc, d'après cela, proportionnel à la densité cathodique.

Il résulte de ces observations et d'un grand nombre d'autres que la densité anodique a une influence fort appréciable sur le dépôt, tandis que la densité cathodique n'a qu'un rôle secondaire. Il semble même qu'elle n'agisse que par l'intermédiaire de la résistance électrique du bain, d'où dérive l'élévation de température.

III. *Influence de l'acidité et de la basicité.* — Courant de 1 ampère avec cathodes de 100 centimètres carrés et anodes de $4^{cmq},5$. Les deux bains sont normaux en argent, mais l'un est centinormal en acide. Ce dernier fournit un dépôt plus faible de $23 . 10^{-5}$ (7 milligrammes sur 30 grammes).

En remplaçant le bain acidulé par un autre saturé d'oxyde d'argent, je trouve, au contraire, de ce côté, un excédent de $5 . 10^{-5}$, bien faible, comme on le voit, mais rendu perceptible grâce à l'importance du dépôt.

En solution 0,5 normale en argent, et 0,014 normale en acide, le déficit atteint la même valeur, $23 . 10^{-5}$, pour une intensité de courant bien plus faible : 0,4 ampère.

Remarque. — Nous avons ici la clé d'un désaccord apparent entre certains auteurs. — M. Kahle trouve qu'avec une dissolution fraîche d'azotate, le dépôt cathodique est plus faible qu'avec la même dissolution usagée (1,1182 au lieu de 1,1193). Il est probable que la dissolution fraîche était légèrement acide, et que l'acidité avait diminué par l'usage, conformément aux observations de Rodger et Watson [1] et aux miennes.

MM. Patterson et Guthe [2] constatent, au contraire, qu'un bain frais, rendu basique au moyen d'oxyde d'argent, donne un dépôt plus lourd que le même bain usagé, conformément à la théorie exposée plus haut. Ils trouvent aussi que ledit bain basique donne un dépôt supérieur de $5 . 10^{-4}$ à celui que fournit, dans les mêmes conditions, un bain également frais obtenu en dissolvant l'azotate cristallisé, et par conséquent acide.

IV. *Influence de la concentration.* — Après Matteucci [3], M. Mascart, dans son important *Mémoire sur l'équivalent électrochimique de l'eau* [4], n'observe aucune influence appréciable de la concentra-

---

(1) Ces auteurs expliquent ce résultat par la présence dans le bain de l'ion Ag^2. Cette hypothèse n'est nullement nécessaire.

(2) *Phys. Review*, t. VII, n° 39 ; déc. 1898 ; — Voir aussi RICHARDS, COLLINS et HEIMROD, *Proceed. of the Amer. Acad.* ; 1899.

(3) *Bibl. Univ.*, t. LVIII, p. 136 ; p. 1835.

(4) *J. de Phys.*, 2e série, t. I, p. 109 ; 1882.

tion. Mais, ainsi que je l'ai fait remarquer, les masses pesées étaient trop faibles pour que l'on puisse considérer la question comme tranchée ($0^{gr},586$ et $1^{gr},388$).

Je prélève sur la solution normale un certain volume que j'étends de 4 fois son volume d'eau distillée, et j'électrolyse simultanément les deux dissolutions. Avec une densité anodique de 0,02 C. G. S. le dépôt fourni par le bain normal est supérieur de plus de $2 \cdot 10^{-4}$.

Il résulte clairement de ce qui précède que l'écart serait moindre avec une densité anodique plus faible [1].

CONCLUSION.

En résumé, la masse de métal déposée à la cathode par un coulomb dépend d'un certain nombre de circonstances, ainsi que je le disais au début; mais il suffit, pour la rendre constante, d'opérer sur un bain primitivement neutre, et d'éviter la formation d'acide à l'anode. A cet effet, on emploiera une solution suffisamment concentrée d'azotate fondu (gris de préférence), on opérera à une température peu élevée, et on évitera les grandes densités anodiques.

Il me paraît établi par mes expériences qu'en opérant avec un bain de concentration au moins normale, à la température ordinaire et avec une densité anodique de 0,002 C. G. S., les écarts resteront très inférieurs à 1/10.000. C'est dans ces conditions qu'il faudra se placer si l'on désire trouver l'équivalent électrochimique de l'argent à 1/10.000 près.

Si l'on opère avec une densité anodique 5 fois plus forte (0,01) en solution normale neutre, le nombre trouvé sera inférieur de 1/10.000. L'écart s'exagère en solution plus étendue. Nous avons vu, d'ailleurs, qu'il est augmenté par la présence initiale de l'acide azotique libre.

Assurément, il ne faut pas s'exagérer l'importance de ces variations : on voit par ce qui précède que chacun des effets étudiés n'excède pas quelques dix-millièmes. Mais, comme tous ces effets tendent à s'ajouter, il peut arriver que leur somme dépasse 1 millième, alors que plusieurs auteurs pensent avoir atteint une précision supérieure.

C'est ainsi que les divers résultats présentent des écarts appro-

---

(1) En raison du dispositif adopté, la densité cathodique est environ 8 fois plus faible.

chant de 2 millièmes, dont une très faible part seulement peut être imputée aux mesures électromagnétiques.

En ce qui concerne l'équivalent électrochimique de l'argent, il résulte de cette étude que, à part certaines erreurs systématiques indépendantes de l'électrolyse, les nombres les plus élevés ont beaucoup de chances d'être les plus approchés, et encore approchés par défaut. C'est sur quoi je compte revenir.

Remarque. — MM. Patterson et Guthe assurent la neutralité, ou pour mieux dire la basicité de leur bain, en le conservant, en dehors de l'expérience, au contact d'oxyde d'argent. Nous avons analysé plus haut l'effet de cette pratique. Contrairement à l'opinion de MM. Richards, Collins et Heimrod, je considère cette précaution comme utile, en général. Mais elle ne semble pas nécessaire si la densité anodique est très faible, et elle peut n'être pas suffisante si cette densité est grande. Il arrive d'ailleurs, dans ce dernier cas, que le bain se trouble légèrement, ce qui peut nuire à la précision des pesées.

INFLUENCE DES IMPURETÉS

Assurément, on ne saurait trop soigner les divers détails d'une expérience, alors même qu'on serait enclin à admettre que quelques-uns de ces détails sont peu importants.

Aussi, malgré les expériences de G. Wiedemann et de M. Bouty [1] sur l'électrolyse des mélanges de sels, je conseillai, dans mon rapport, d'opérer autant que possible sur des bains parfaitement purs. Il semble ressortir de ces expériences qu'avec des courants de faible densité cathodique, la présence des métaux inférieurs dans le bain ne pouvait causer que des erreurs insignifiantes.

Bien renseigné sur les autres points, j'ai tenu à l'être sur celui-là. J'ai ajouté à l'un des bains d'azotate d'argent neutre d'abord de l'azotate de potassium, puis de l'azotate de cuivre en proportion croissante. Voici les résultats obtenus avec un courant voisin, en général, de 1 ampère, les cathodes ayant 100 centimètres carrés et les anodes 18 centimètres carrés.

I. *Potassium.* — Que la concentration soit normale en $AgAzO^3$ et

(1) *J. de Phys.*, 2e série, t. I, p. 136; 1882.

0,05 normale en $KAzO^3$, ou bien 0,5 normale relativement à chacun des deux sels, j'ai trouvé du côté du bain impur un léger déficit; mais ce déficit n'a guère dépassé 1/10.000.

En présence de ce résultat, j'ai opéré sur un bain 0,1 normal en Ag et 0,9 normal en K. Avec un courant de 1 ampère, le dépôt est spongieux et, par suite, impossible à peser avec précision. Mais il n'en est plus de même si l'on réduit le courant à 0,5 ampère. Le déficit est alors inférieur à 1/10.000, malgré l'aspect très particulier du dépôt, qui manifeste bien l'intervention d'une réaction secondaire.

Remarque. — Il importe d'observer ici que, si le potassium libéré à la cathode avait réagi secondairement sur l'eau et non sur $AgAzO^3$, le déficit aurait dû être énorme. C'est une des raisons pour lesquelles je n'ai pas admis le dégagement d'hydrogène dans l'électrolyse de l'azotate acide.

Il résulte encore de cette expérience que l'accumulation d'azotate d'ammonium dans le bain ne peut troubler les résultats d'une manière appréciable.

II. *Cuivre.* — J'ai entrepris très timidement les mêmes expériences avec le cuivre. J'ai opéré d'abord sur un bain centinormal en cuivre, dont la coloration est déjà assez intense, puis sur un bain décinormal en cuivre et normal en argent. L'écart a été insignifiant, même dans ce dernier cas (1 milligramme sur 27 grammes).

Enfin, avec un bain demi-normal en cuivre et en argent, mais avec un courant de 0,5 ampère seulement, la différence n'a pas atteint 2/10.000.

On voit donc qu'il n'y a pas lieu de se préoccuper outre mesure des quelques millièmes d'impuretés que peut renfermer l'argent considéré comme pur dans le commerce, lorsqu'elles sont constituées par les métaux inférieurs à l'argent dans la classification de Dumas. La présence des métaux supérieurs serait plus fâcheuse. Mais, d'une part, leur proportion n'est jamais très élevée, et leurs équivalents électrochimiques ne diffèrent généralement pas beaucoup de celui de l'argent; d'autre part et surtout, en raison de ce qui précède, ces métaux seront éliminés du bain dès les premières opérations où ils seront employés.

MESURE DE L'ACUITÉ AUDITIVE [1] ;

Par M. MARAGE.

Cette question est une des plus controversées de la physique biologique ; cela tient à différentes causes que nous examinerons dans cet article.

L'audition, abstraction faite de tout phénomène psychique, est une fonction qui a pour but de faire parvenir jusqu'au nerf acoustique, en les transformant ou non, les vibrations qui ont été produites dans un milieu solide, liquide ou gazeux.

Cette fonction de l'audition s'accomplira plus ou moins bien ; son degré de perfection est mesuré par l'acuité auditive.

On évalue l'acuité auditive au moyen des acoumètres, que l'on appelle encore des audiomètres.

L'acoumètre idéal serait celui qui permettrait de produire, dans les conditions déterminées, toutes les vibrations qui peuvent parvenir jusqu'au nerf acoustique.

Il faut donc d'abord déterminer la nature de ces vibrations.

On peut les diviser de la façon suivante :

Vibrations.	Continues....	A. Non périodiques irrégulières.	Bruits.	
		B. Périodiques régulières.	Simples....	Diapasons à branches.
			Complexes.	Plusieurs diapasons ; instruments de musique ; diapasons à anches.
	Discontinues.	C. Périodiques régulières.	Parole.	

Tous les acoumètres peuvent être rangés dans une de ces catégories : les uns (A) reproduisent des bruits ; les autres (B), des vibrations musicales ; les derniers (C), des vibrations de la parole.

Nous étudierons successivement un type de chacun de ces appareils ; puis nous en ferons la critique, c'est-à-dire que nous examinerons ce que ces instruments donnent en pratique et s'ils mesurent exactement l'acuité auditive ; cela nous permettra d'expliquer les divergences qui existent entre les auteurs.

---

[1] Communication faite à la Société française de Physique, Séance du 5 avril 1902.

I. — *Différents acoumètres.*

A. Acoumètres reproduisant des bruits. — Lorsque, au moyen de la méthode graphique, on prend le tracé de la vibration que produisent, par exemple, deux planches frappées fortement l'une contre l'autre, on obtient une courbe continue et irrégulière; il est impossible d'y trouver de période; l'amplitude va en diminuant à mesure que le son diminue d'intensité; c'est ce que l'on appelle un bruit; on peut donc dire qu'un bruit est caractérisé par une vibration continue non périodique irrégulière; naturellement ce son a une certaine tonalité qui est représentée par le nombre de sinuosités que l'on trouve dans la courbe pendant l'espace d'une seconde; ces vibrations sont les plus simples et, toutes choses égales d'ailleurs, les plus faciles à entendre. — Nous prendrons comme type des acoumètres qui rentrent dans cette catégorie le pendule de Kämpfe. « Le son est produit par le choc, contre un bloc d'ébène, de boules fixées à l'extrémité de tiges de pendule; les données de l'appareil sont les suivantes :

« Base en chêne : 45 centimètres de longueur, 15 centimètres de largeur, 3 centimètres d'épaisseur; colonne centrale (acier) : 33 centimètres de hauteur, 2 centimètres de diamètre moyen ; traverse en haut de la colonne : 8^{cm},5 de longueur et 1 centimètre de diamètre; longueur des tiges du pendule (en bois) : 30 centimètres ; diamètre des tiges du pendule (en caoutchouc durci) : 3 centimètres; bloc sur lequel elles frappent (en ébène) : 7 centimètres de longueur, 5 centimètres de largeur et 6 centimètres de hauteur. Ce bloc est collé à la base, au lieu d'y être fixé par des vis, et l'ouverture qui y est pratiquée est assez grande pour qu'il ne touche pas à la colonne centrale, de manière à assurer des sons aussi uniformes et aussi simples que possible. Les pendules oscillent sur des pointes. Les arcs de l'instrument étaient divisés en degrés et même, dans quelques endroits, en dixièmes de degré.

« L'instrument tout entier est supporté par d'épaisses pièces de feutre pour empêcher toute résonance de la table sur laquelle on opère.

« Lorsqu'on se sert de l'instrument, il faut l'installer de manière que les pendules oscillent librement et que les boules, au repos, touchent juste le bloc d'ébène. »

Le tableau suivant, indiquant la relation entre l'angle d'écart et l'intensité du son, a été donné par Kämpfe :

Table des intensités relatives des sons lorsque le pendule acoustique tombe d'un angle compris entre 30 *et* 50°, *le son qui correspond à* 40° *étant pris pour unité.*

Angle	Intensité	Angle	Intensité	Angle	Intensité
30°	0,57	37°	0,86	44°	1,20
31°	0,61	38°	0,91	45°	1,25
32°	0,65	39°	0,95	46°	1,31
33°	0,69	40°	1,00	47°	1,35
34°	0,70	41°	1,05	48°	1,41
35°	0,77	42°	1,10	49°	1,47
36°	0,82	43°	1,15	50°	1,53

Supposons maintenant que les auteurs suivants aient éprouvé le besoin de perfectionner l'appareil de Kämpfe, les uns en changeant le bloc d'ébène et en le remplaçant par du bois d'une autre nature ou par une plaque métallique, les autres en modifiant la boule du pendule, et nous aurons une série d'instruments fondés sur le même principe, mais donnant des bruits différents, par conséquent n'étant pas comparables entre eux.

B. Acoumètres reproduisant des vibrations musicales. — Ces instruments donnent tous des vibrations continues périodiques régulières, c'est-à-dire des vibrations représentées graphiquement par une sinusoïde ou par une combinaison de sinusoïdes.

L'appareil le plus simple appartenant à cette catégorie est le diapason électrique, qui se trouve dans les cabinets de physique et qu'il est inutile de décrire ici.

Ce diapason peut porter sur ses branches des curseurs mobiles en cuivre, de manière qu'il soit facile de faire varier sa tonalité.

Généralement, les auteurs ne se sont pas contentés du diapason, et ils y ont introduit des modifications qui reposent toutes sur le même principe.

Nous allons en décrire deux types : celui de Gaiffe et celui de d'Arsonval.

a) *Acoumètre de Gaiffe.* — Ce constructeur ne se sert pas des sons du diapason, mais du son produit dans un téléphone par un courant d'induction provenant d'une bobine influencée par l'électro-aimant du diapason.

Supposons que nous ayons une bobine induite mobile par rapport à la bobine inductrice fixe qui fait vibrer le diapason ; l'extrémité du

fil de cette bobine induite communiquerait avec un téléphone que le sujet porte à son oreille; ce téléphone vibrera à l'unisson du diapason, et l'intensité du son qu'il rendra variera avec la position de la bobine inductrice; le dispositif consistera donc à faire varier facilement la position des deux bobines l'une par rapport à l'autre, de manière à modifier l'intensité du son du téléphone. De plus, ce diapason porte des curseurs, ce qui permet d'obtenir des tonalités différentes.

b) *Acoumètre de d'Arsonval.* — M. d'Arsonval a simplifié d'une façon très ingénieuse l'appareil précédent; il supprime la bobine induite et il fait communiquer les deux bouts du fil inducteur avec le téléphone qui vibre avec force à l'unisson du diapason sous l'influence de l'extra-courant de rupture. Pour modérer cet extra-courant, on le fait passer à travers un tube plein d'eau; une tige métallique, plongeant d'une quantité variable, augmente ou diminue la longueur de la colonne d'eau parcourue par le courant et, par suite, l'intensité de l'extra-courant ainsi que l'intensité du son; il suffit de lire la longueur de là colonne d'eau pour avoir l'intensité du son.

Tels sont ces deux modèles, les plus simples et les plus pratiques; naturellement chaque constructeur s'est ingénié à perfectionner ces appareils; mais le principe est toujours le même, et il est inutile d'insister.

Tous ces appareils donnent des sons de même nature et, par conséquent, comparables entre eux.

On était donc en droit de supposer que l'on avait trouvé l'acoumètre idéal; mais la pratique a vite fait disparaître cette illusion.

En effet, ces instruments n'indiquent que d'une manière très approximative la façon dont la parole est entendue : un sujet peut avoir, à l'un des acoumètres précédents, une acuité auditive assez bonne et cependant entendre la voix d'une façon plus que médiocre; c'est un gros inconvénient, nous allons en chercher la cause.

C. Acoumètres reproduisant la parole. — Cela tient à ce que les vibrations de la parole sont beaucoup plus complexes que toutes les vibrations fournies par les appareils que nous venons de décrire. En effet, l'organe vocal, le larynx, fournit des vibrations périodiques [1], qui donnent naissance aux voyelles; mais, sur ces vibrations viennent s'en greffer d'autres, produites par la fourniture

[1] *Bulletin de la Société de Physique*, 1900; *Théorie de la formation des voyelles.*

des tuyaux supra-laryngiens, pharynx, nez, bouche, etc. Ce

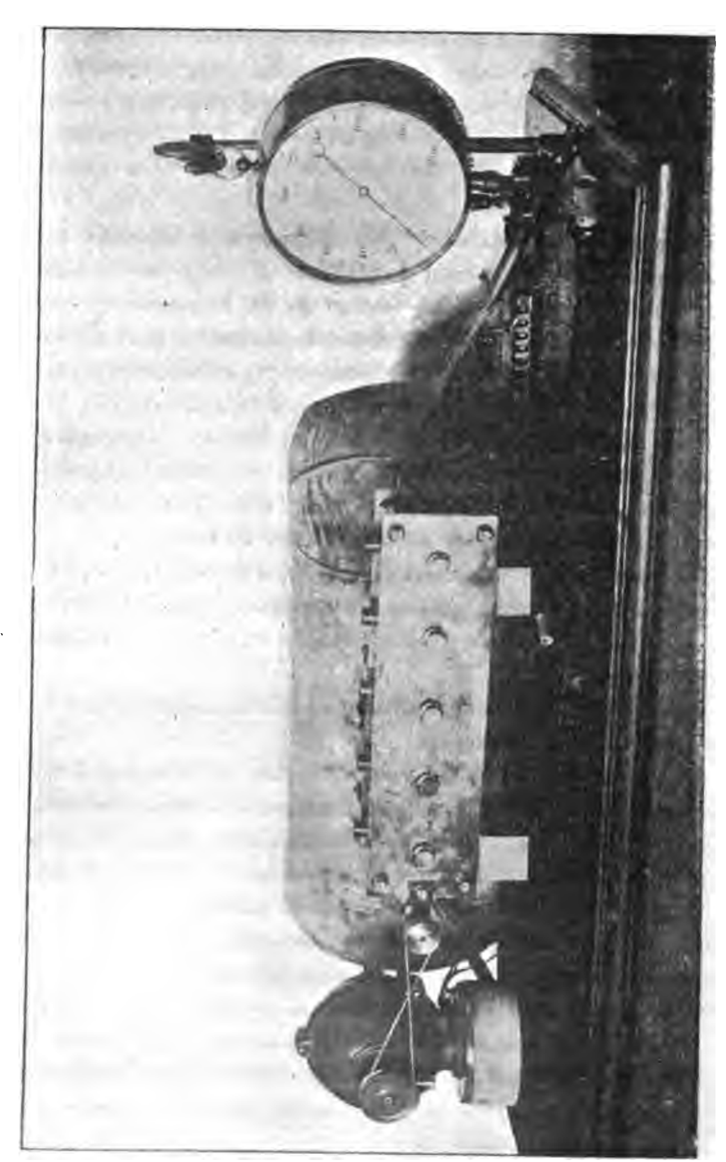


Fig. 1. — Sirène-acoumètre servant à mesurer l'acuité auditive.

sont ces dernières vibrations qui donnent la caractéristique de chaque voix. Ces vibrations fondamentales périodiques régulières

intermittentes des voyelles n'ont aucun rapport avec les bruits et avec les vibrations sinusoïdales des acoumètres Gaiffe et d'Arsonval; il n'y a donc rien d'étonnant que ces instruments ne puissent pas donner des indications précises sur la façon dont la parole est perçue.

Aussi, en pratique, l'acoumètre le plus employé est-il simplement la voix de l'observateur : c'est encore l'instrument qui donnait les indications les moins inexactes.

Malheureusement, il n'y a pas deux voix comparables, à cause justement des vibrations secondaires qui accompagnent les voyelles ; j'ai donc fait construire un appareil dans lequel j'ai supprimé les vibrations accessoires produites par les résonateurs supra-laryngiens, et j'ai conservé seulement les vibrations fondamentales des voyelles.

Cet appareil est fondé sur les expériences que j'ai présentées en 1900 à la Société de Physique ; je le décris rapidement.

Il se compose (*fig.* 1) de cinq sirènes dont les plateaux mobiles sont commandés par un même arbre portant six poulies, une poulie pour chaque plateau ; dans la gorge de la dernière passe la courroie du moteur électrique, qui met le tout en mouvement.

Chacun des plateaux fixes est percé d'une seule fente triangulaire pour reproduire OU, O, A, rectiligne et très étroite pour reproduire É et I; les fentes de chaque plateau mobile sont identiques à la fente fixe correspondante; pour reproduire la voyelle OU, les fentes triangulaires sont également distantes les unes des autres ; pour O, elles sont par groupes de deux, séparées, par un intervalle représentant une fente bouchée ; pour A, elles sont par groupes de trois ; les fentes étroites sont par groupes de deux pour É ; elles sont également distantes pour I.

Toutes ces fentes sont dirigées suivant les rayons du disque mobile; des robinets permettent de faire arriver l'air provenant d'un sac de caoutchouc dans une ou plusieurs sirènes ensemble ou séparément.

Avant tout, il fallait déterminer la relation existant entre la pression de l'air et l'intensité du son.

Pour cela, en écartant, comme toujours, les causes d'erreur, j'ai pris le tracé des voyelles artificielles, et j'ai mesuré à $\frac{1}{20}$ de millimètre près les amplitudes de ces tracés.

On se trouvait donc en présence des deux propositions suivantes, qu'il fallait démontrer exactes :

I. *Pour des déplacements ne dépassant pas 4 à 5 millimètres, l'intensité d'un son est proportionnelle au carré des déplacements d'une membrane vibrant sous l'influence de ce son.*

Ceci est presque évident, puisque l'intensité d'un son est proportionnelle au carré de l'amplitude de ses vibrations, et que les déplacements de la membrane sont proportionnels aux déplacements de la plume qui trace la courbe de la vibration.

II. *Toutes choses égales d'ailleurs, entre* 0 *et* 200 *millimètres d'eau* (*limites entre lesquelles les expériences ont été faites*), *l'intensité du son d'une sirène est proportionnelle à la pression de l'air qui traverse l'instrument.*

Démonstration. — Appelons i et i' les intensités de deux sons d'une sirène, h et h' les pressions correspondantes de l'air qui passe à travers l'appareil, a et a' les déplacements correspondants de la membrane qui sont proportionnels aux amplitudes des vibrations; on veut démontrer que :

$$\frac{h}{h'} = \frac{i}{i'};$$

et comme :

$$\frac{i}{i'} = \frac{a^2}{a'^2},$$

il faut démontrer que :

$$\frac{h}{h'} = \frac{a^2}{a'^2}.$$

J'ai donc déterminé les déplacements a, a', a''... d'une même membrane soumise à l'influence d'une sirène vibrant sous des pressions h, h', h'', ..., mesurés par un manomètre métallique de Richard extra-sensible, gradué en millimètres d'eau, et je comparais les rapports des pressions $\frac{h}{h'}$ aux rapports des carrés des déplacements de la membrane mesurés expérimentalement, $\frac{a^2}{a'^2}$; les résultats sont les suivants :

$\frac{h}{h'}$	=	$\frac{a^2}{a'^2}$
$\frac{10}{20}$ (0,5)	....	0,54
$\frac{30}{40}$ (0,75)	....	0,68
$\frac{10}{80}$ (0,12)	....	0,14
$\frac{10}{100}$ (0,1)	....	0,09
$\frac{10}{120}$ (0,08)	....	0,1
$\frac{20}{160}$ (0,12)	....	0,09
$\frac{10}{180}$ (0,055)	....	0,046
$\frac{10}{200}$ (0,05)	....	0,044

Étant données les conditions dans lesquelles étaient faites les expériences, les résultats sont suffisamment concordants, et on peut admettre la deuxième proposition ; c'est-à-dire que les intensités du son d'une sirène sont proportionnelles à la pression de l'air qui traverse l'appareil :

$$\frac{i}{i'} = \frac{h}{h'}, \qquad \text{c. q. f. d.}$$

Maintenant que nous connaissons la relation entre la pression de l'air qui traverse la sirène et l'intensité du son produit par l'appareil, il va devenir facile de mesurer l'acuité auditive.

L'oreille à examiner est placée à une distance constante de l'appareil ($0^m,50$ par exemple), et on augmente l'intensité du son de l'instrument en augmentant la pression de l'air qui y arrive ; cette pression est mesurée au moyen d'un manomètre métallique gradué en millimètres d'eau.

Le son produit sous une pression de 1 millimètre est parfaitement perçu par une oreille normale. Si la pression pour une autre oreille doit être portée à 40 millimètres pour que le son soit entendu, on pourra dire que l'acuité auditive est $\frac{1}{40}$; à 60, $\frac{1}{60}$; à 200, $\frac{1}{200}$, et ainsi de suite. Cette échelle a le grand avantage qu'elle correspond parfaitement à la façon dont la parole est perçue, ce qui est la chose importante pour les sourds.

On a donc ainsi un instrument de mesure très simple, toujours le même, et qui permet de savoir ce que l'on fait.

Remarque. — Quand un sujet commence à devenir sourd, généralement il observe sur lui-même les phénomènes suivants :

1° La montre, perçue normalement à une distance de $1^m,50$, n'est plus perçue qu'à une distance de plus en plus faible jusqu'au contact à l'acoumètre, l'acuité auditive est devenue $\frac{1}{2}$; l'intensité des vibrations d'une montre est très faible ; c'est pourquoi cet instrument indique bien le début d'une surdité ;

2° Lorsque l'acuité auditive, en diminuant, arrive à être comprise entre $\frac{1}{2}$ et $\frac{1}{10}$, le malade entend assez bien une conversation particulière ; mais, au milieu d'une conversation générale, il perd beaucoup de mots ;

3° A partir de $\frac{1}{10}$, si l'autre oreille est normale, le malade s'habitue à ne plus écouter que de la bonne oreille, et, de $\frac{1}{10}$ jusqu'à $\frac{1}{80}$ environ, nous avons différents degrés de surdité ; à partir de $\frac{1}{60}$, il faut s'approcher *très près* de l'oreille pour faire entendre les sons ; mais il n'est pas nécessaire d'élever la voix, il suffit de parler très lentement avec de bonnes vocables ;

4° Entre $\frac{1}{80}$ et $\frac{1}{200}$, il faut parler près du malade et de plus en plus fort ;

5° A partir de $\frac{1}{200}$ la parole n'est plus entendue que par l'intermédiaire d'un cornet acoustique ; si, par exemple, l'acuité est $\frac{1}{240}$, cela veut dire que le son de la sirène produit par une pression de 40 millimètres n'est perçu que par l'intermédiaire d'un tube acoustique muni d'une membrane vibrante.

Il s'agissait de voir ce que cette sirène valait en pratique; je l'ai mise en service depuis deux ans, et j'ai eu l'occasion de mesurer à peu près deux mille acuités auditives ; voici ce que j'ai constaté :

1° Il ne faut pas se contenter de mesurer l'acuité avec une seule voyelle, A par exemple, car il arrive souvent qu'un sujet possède pour A une acuité de $\frac{1}{10}$ et que cette acuité devienne $\frac{1}{100}$ pour I, $\frac{1}{30}$

pour O, $\frac{1}{50}$ pour E, etc.; il faut donc mesurer l'acuité sur les cinq voyelles OU, O, A, E, I;

2° Les indications de la sirène-acoumètre sont parallèles à celles qu'observe le malade dans une conversation particulière; c'est-à-dire que tout changement en bien ou en mal mesuré par la sirène correspond à ce que le sujet a observé en écoutant la parole naturelle;

3° La sirène-acoumètre sert à mesurer l'acuité auditive non seulement pour la parole, mais encore pour les vibrations des deux premiers groupes; en effet, les bruits et les vibrations musicales sont toujours mieux entendus que la parole, ce qui n'a rien d'étonnant, puisque les vibrations de la parole sont les plus complexes; cet acoumètre peut donc remplacer tous les autres;

4° Dans les conseils de revision, il devient facile de mesurer l'acuité auditive des sourds vrais ou simulés, car un faux sourd ne pourra jamais supporter les sons les plus intenses de la sirène, transmis à l'oreille par un tube acoustique muni d'une membrane vibrante;

5° Il est facile de représenter graphiquement les résultats obtenus en prenant comme ordonnées les acuités $\frac{1}{10}, \frac{1}{20}$, etc., l'acuité normale étant représentée par 1, et, comme abscisses, les époques où l'acuité a été mesurée;

6° Il est facile de construire des appareils identiques qui soient comparables entre eux.

MÉTHODE DE RÉGLAGE AUTOMATIQUE DU POTENTIEL D'UN CONDENSATEUR. RELAIS ELECTROSTATIQUE;

Par M. V. CRÉMIEU.

On a souvent besoin, dans les laboratoires, de potentiels électrostatiques constants et élevés.

Le procédé le plus sûr est de construire une batterie de piles, ou mieux de petits accumulateurs; avec des précautions d'isolement suffisantes, on peut atteindre, de cette manière, les voltages les plus élevés.

Mais une pareille construction est à la fois longue, difficile et onéreuse; les grands laboratoires seuls peuvent l'entreprendre.

A défaut d'une batterie de ce genre, on peut se servir de machines électrostatiques que l'on fait débiter sur de très grandes résistances; celles-ci sont constituées soit par des cordes mouillées, soit par des traits de graphite, tracés sur de la porcelaine ou de l'ébonite.

Tous ceux qui ont employé des résistances de ce genre savent combien elles sont variables et quels mauvais résultats elles donnent.

On a des résultats un peu meilleur en se servant, comme résistance, de simples morceaux de verre à vitre coupé en bandes minces; les verres à reflet bleuté en particulier ont une résistance assez constante.

Mais, si on dispose d'un électromètre absolu, on peut facilement le transformer en régulateur automatique de potentiel, et c'est là un procédé bien plus sûr que celui des grandes résistances.

Une machine statique servira à charger un condensateur dont on réglera le potentiel : pour cela, l'électromètre absolu aura son plateau fixe relié à l'armature du condensateur; on munira d'ailleurs une de ses pièces mobiles d'un contact qui, dans ses mouvements, fermera ou rompra le circuit d'une pile; un électro-aimant compris dans ce circuit servira à commander un basculateur interposé entre la machine électrostatique et le condensateur.

Supposons, par exemple, qu'avec un électromètre Bichat et Blondlot on veuille régler un condensateur à V volts. Le fléau de l'appareil sera muni d'un contact convenable; on mettra dans le plateau le poids correspondant à V volts; et les choses seront réglées de telle façon que le circuit de la pile reste ouvert tant que l'attraction exercée à l'autre extrémité du fléau n'équilibrera pas ce poids.

D'autre part, le condensateur sera relié au cylindre fixe de l'électromètre.

Ceci fait, la machine statique sera mise en mouvement; le potentiel montera peu à peu au cylindre fixe et au condensateur, le cylindre mobile sera attiré. Au moment où les V volts seront atteints, le contact viendra fermer le circuit de l'électro-aimant dont le jeu coupera la communication entre la machine statique et le condensateur; mais celui-ci restera relié au plateau de l'électromètre. Lorsque les pertes feront baisser le potentiel, l'électromètre n'étant plus équilibré basculera, rompra le circuit de l'électro-aimant; le basculateur rétablira le contact entre la machine

électrique et le condensateur, dont le potentiel remontera aussitôt, et ainsi de suite.

Avec un condensateur bien isolé, on pourra obtenir ainsi un voltage assez constant; il faudra naturellement adapter les valeurs du débit de la machine électrique, du potentiel à obtenir et de la capacité du condensateur.

Toutefois, la sensibilité de la méthode se trouve liée à la fois à celle de la balance électrométrique et à la grandeur des pressions qui sont nécessaires pour fermer un circuit de pile.

On sait que la pression minimum nécessaire pour amener un bon contact est d'environ $0^{gr},1$. Lorsque le circuit a de la self-induction (ce qui est justement le cas s'il contient des électro-aimants), il se produit des étincelles assez fortes par suite des oscillations qui accompagnent le choc entre les pièces mobiles arrivant au contact. Il en résulte une sorte de soudure entre ces pièces, et la traction nécessaire pour rompre cette soudure est, par suite, assez supérieure à la pression de fermeture. On peut sans exagération l'estimer au double, si le contact s'est fait platine sur platine.

Un exemple fera immédiatement voir l'approximation qui peut résulter de ces phénomènes.

Un électromètre Bichat et Blondlot de la Sorbonne, sensible au $\frac{1}{10}$ de milligramme, a comme formule empirique :

$$V^2 = 3.800p \text{ grammes},$$

V étant le potentiel en unités électrostatiques C. G. S.

Soit à régler un condensateur à 50 unités C. G. S.

Le poids correspondant que nous mettrons sur l'électromètre sera

$$p = \frac{2.500}{3.800} = 0^{gr},657.$$

Quand l'attraction électrique sur le cylindre mobile équilibrera exactement ce poids, les deux pôles du circuit de la pile viendront en contact, mais la pression entre eux sera nulle. Pour qu'elle soit suffisante, il faudra que l'attraction électrique augmente encore de $0^{gr},1$, ce qui correspondra à

$$V_1 = \sqrt{3.800 \times 0.750} = 53 \text{ C. G. S.}$$

Par suite de la soudure qui s'est produite à la fermeture, le con-

tact ne se rompra, d'autre part, que sous une traction d'environ $0^{gr},2$, c'est-à-dire lorsque l'attraction électrique sera réduite à $0^{gr},150$, ce qui correspond à

$$V_2 = \sqrt{3.800 \times 0.450} = 42 \text{ C. G. S.}$$

Ainsi, dans l'exemple actuel, qui porte sur un électromètre assez sensible, l'approximation sera de 11 unités pour 50, soit moins de $\frac{1}{5}$. Ce résultat serait plutôt inférieur à celui que l'on peut obtenir avec la méthode des débits sur de grandes résistances.

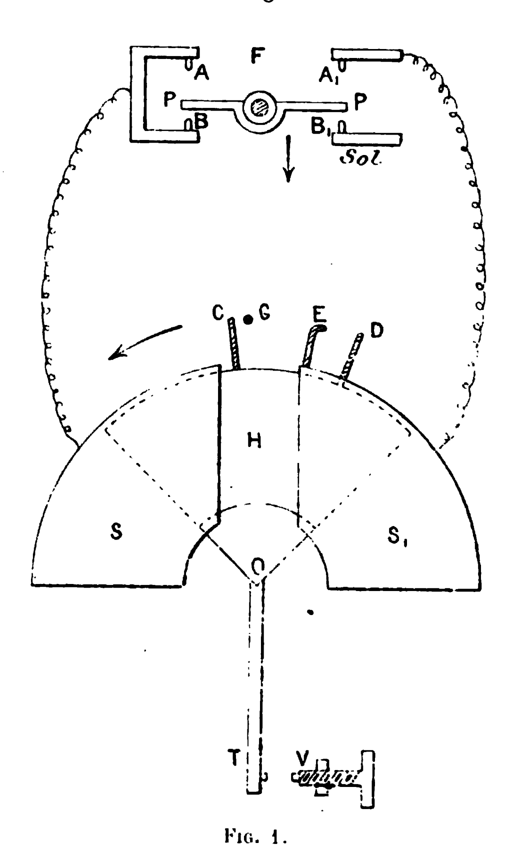


Fig. 1.

Pour perfectionner la méthode, il faudrait arriver à fermer le circuit de la pile avec des pressions de l'ordre même de la sensibilité

de la balance électrométrique, c'est-à-dire du dixième de milligramme dans l'exemple actuel : il faudrait, de plus, éviter complètement les soudures à la fermeture.

L'appareil suivant permet d'atteindre ces deux buts :

Relais électrostatique. — Le fléau de l'électromètre régulateur F (*fig.* 1) (supposé perpendiculaire au plan de la figure) porte une pièce de platine isolée PP. Quand le fléau est en équilibre, PP réunit entre elles les pièces fixes A, A_1 séparément reliées aux paires de quadrants fixes S, S_1.

Une aiguille de mica H, dorée sur une partie de sa surface et suspendue à un fil O, peut osciller entre ces deux paires de quadrants. Cette aiguille porte deux petits contacts C et D.

On règle la torsion du fil O de manière que C vienne appuyer contre la tige fixe G, reliée au condensateur dont on veut régler le potentiel.

Dans ces conditions, les quadrants S, S_1 ne prennent que des charges faibles et sensiblement égales. L'aiguille reste immobile, en contact avec G.

Si le fléau vient à basculer, le contact PP quitte A, A_1 et vient réunir entre eux B et B_1 ; B_1 est au sol et B, solidaire de A, en relation avec la paire de quadrants S.

Celle-ci se charge aussitôt par influence et attire l'aiguille H. Dans ce mouvement, la tige T, solidaire de H et reliée à l'un des pôles du courant, vient appuyer contre la vis V reliée à l'autre pôle ; le circuit se ferme.

En même temps, le contact D est venu rencontrer la tige fixe E qui est reliée à la paire de quadrants S_1. La charge de l'aiguille se partage alors entre elle et S_1 ; S_1 repousse donc H à partir de ce moment ; il en résulte sur l'aiguille une seconde impulsion qui vient annuler celle en sens inverse produite par le choc entre T et V.

La fermeture du courant ayant mis en jeu des appareils convenables, le potentiel atteint bientôt la valeur voulue, ce qui ramène le fléau F à sa position d'équilibre ; le contact PP touche alors de nouveau A, A_1 ; l'aiguille est ainsi portée au même potentiel que les quadrants ; la torsion du fil la ramène à sa première position ; le circuit est rompu en TV.

Les avantages de ce dispositif sont les suivants :

D'une part, les contacts les plus faibles de PP suffisent pour permettre aux charges à haut potentiel de passer de A à A_1, ou de B à B_1 ; ces contacts ne s'accompagnent à la fermeture que d'étincelles

très faibles ne mettant en jeu que des quantités très petites d'électricité. Il n'y a, par suite, pas de soudures comme celles provoquées par les étincelles dues à la self-induction dans un circuit de pile.

D'ailleurs, pour la rupture des mêmes contacts, il n'y a aucune étincelle, puisque, à ce moment-là, ces contacts sont toujours au même potentiel. La force nécessaire à cette rupture est donc rigoureusement égale à celle qui a produit la fermeture.

Il se produit bien une soudure au contact TV; mais la force qui agira pour la rompre peut se régler à volonté de façon à être toujours suffisante. Cette force est, en effet, le moment du couple de torsion du fil O qui maintient C contre G, augmenté du moment dû à la déviation de l'aiguille.

Il suffit de donner à celle-ci une surface suffisante et de régler, pour chaque valeur du potentiel, sa distance aux quadrants. Quelle que soit la torsion primitive du fil, l'aiguille obéira à l'attraction des quadrants S pour la fermeture, et à la torsion du fil pour la rupture.

Les seules conditions de bon fonctionnement sont une grande rigidité de l'aiguille et un bon amortissement.

Il suffit donc de maintenir l'aiguille entre le fil de suspension et un fil de cocon fixé à sa partie inférieure; l'amortissement est obtenu facilement avec une ailette métallique plongeant dans un bain d'huile d'amandes douces.

Ce relais fonctionne à partir de 1.000 volts sur l'aiguille H. Aucune pression n'est, d'ailleurs, nécessaire aux contacts entre PP et A ou B.

Une petite étincelle, due au saut de la charge de S vers le sol ou de S vers S_1, jaillit avant même que ces contacts aient eu lieu, dès que la distance est devenue suffisamment faible.

Ainsi cet appareil permet d'utiliser toute la sensibilité d'un électromètre pour le réglage automatique d'un condensateur.

En particulier, un de ces relais a fonctionné avec l'électromètre-balance décrit dans ce recueil [1]; cet appareil est sensible au $\frac{1}{10.000}$ de dyne. Il a permis de régler le potentiel d'un condensateur de 1 kilomètre de capacité (électrostatique C. G. S.) à 5.000 volts au $\frac{1}{200}$ près.

---

(1) Voir p. 441 de ce volume.

SUR L'ACTION DE LA TENSION ET DU RAYONNEMENT ÉLECTRIQUES SUR LE COHÉREUR;

Par M. A. KETTERER.

L'intérêt qui s'attache à une connaissance plus approfondie des phénomènes que présente le cohéreur m'a engagé à entreprendre, par des mesures rigoureuses, l'étude systématique de l'action de la tension et du rayonnement électriques sur le tube à limaille.

Je me suis proposé de rechercher s'il existe un rapport défini entre une différence de potentiel appliquée aux extrémités d'un cohéreur et la résistance à laquelle il tombe sous cette action. Cette recherche se ramène à une double mesure de résistance, l'une avant l'action pour s'assurer de l'égalité des états initiaux, l'autre après pour en déterminer l'effet. L'existence, depuis longtemps signalée par M. Blondel, d'une tension critique de cohérence, c'est-à-dire d'une différence de potentiel qui, appliquée *continuellement* au cohéreur à l'état conducteur, le détériore, oblige de recourir à une méthode de mesure de résistance mettant le cohéreur à l'abri de toute détérioration. On y parvient, au moyen d'un galvanomètre sensible convenablement shunté, par la détermination simultanée de l'intensité du courant qui traverse le cohéreur et de la différence de potentiel à ses extrémités. Il importe de prendre toutes les précautions requises pour l'emploi d'un galvanomètre sensible. — Je conduis les opérations de la manière suivante : Le cohéreur étant à l'état résistant, ce dont je m'assure en mesurant sa résistance de l'ordre de grandeur de plusieurs mégohms, j'introduis à ses extrémités *pendant un instant* la différence de potentiel à l'examen et je mesure la résistance à laquelle tombe le cohéreur sous cette action. Je rétablis la résistance du cohéreur par le choc. Les tubes dont je me suis servi étaient à limaille et électrodes de nickel.

Si les mesures doivent renseigner sur l'action d'une seule cause déterminée, il convient d'éliminer avec soin les causes perturbatrices dont l'action parasite masque ou déforme les effets de la cause particulière étudiée. Parmi les faits occasionnant les écarts constatés dans les effets d'une même cause apparente, l'expérience a mis en évidence le rôle prépondérant *des états de service antérieurs* du cohéreur, *du choix de la source électrique* devant fournir la tension (les

accumulateurs, grâce à la poussée due à leur faible résistance intérieure, ont une action plus forte), *du degré d'intensité du choc* destiné à décohérer le tube, de *causes accidentelles* (décharges électriques de l'atmosphère, forts coups de vent) agissant à l'insu de l'observateur. Ces causes de divergence d'effets éliminées, la constance d'action obtenue laisse apparaître l'allure du phénomène, mais demeure insuffisante pour la détermination du rapport numérique qui pourrait relier les divers facteurs.

1° *Action de la tension.* — Sous l'action d'une différence de potentiel, la résistance électrique d'un cohéreur est tombée à des valeurs différentes pour des tensions différentes :

Tension	Résistance finale du cohéreur.					
v	Ω	Ω	Ω	Ω	Ω	Ω
10	—	402	—	468	—	—
20	—	336	421	381	745	413
30	890	302	330	339	596	354
50	488	218	175	268	345	255
70	229	152	111	204	244	189
100	111	87	75	124	152	114
150	69	64	51	75	71	62
200	54	45	35	54	51	40

Le résultat général, vérifié dans chaque série de mesures et avec chaque cohéreur, est que *la résistance finale du cohéreur est d'autant plus petite que la tension appliquée est plus forte.* Les valeurs différentes pour la résistance obtenue avec une même tension excluent la détermination d'un rapport défini entre ces deux grandeurs. Pour établir avec sûreté que cette diminution de résistance finale est bien l'effet de tensions croissantes et dissiper toute incertitude sur le rôle possible d'autres facteurs et en particulier sur la part qui pourrait revenir à un effet de sensibilisation progressive, j'ai soumis le cohéreur à l'action de tensions croissantes :

Tension	Résistance finale du cohéreur				
v	Ω	Ω	Ω	Ω	Ω
200	47	33	51	45	39
150	63	47	64	57	59
100	83	93	95	87	95
70	107	118	127	135	137
50	125	150	171	200	175
30	171	196	225	327	236
20	236	236	289	483	299
10	376	303	—	—	—

Le résultat trouvé subsiste donc quel que soit l'ordre de succession des tensions appliquées, c'est-à-dire que, pour des tensions décroissantes, la résistance finale du cohéreur est d'autant plus grande que la tension appliquée est plus faible. Cependant, une petite différence est sensible. Pour la mettre en évidence, recherchons, après avoir déterminé l'action de tensions de plus en plus grandes, les effets des mêmes tensions dans l'ordre des valeurs décroissantes :

On trouve :

Résistance finale.

Tension	Cohéreur I.				Cohéreur II.				Cohéreur III.			
v	Ω	Ω	Ω	Ω	Ω	Ω	Ω	Ω	Ω	Ω	Ω	Ω
20	130	↑ 118	128	↑ 84	539	↑ 162	218	↑ 161	389	↑ 289	413	↑ 299
30	115	101	107	75	329	136	186	133	331	225	354	236
50	95	80	77	63	148	89	137	90	268	171	255	175
70	75	65	56	50	87	63	96	62	204	127	189	137
100	55	44	39	35	45	45	63	48	124	95	114	95
150	39	31	27	24	31	30	42	34	75	64	62	59
200	27 ↓	20	18 ↓	15	22 ↓	22	27 ↓	25	54 ↓	51	40 ↓	39

On remarque que les valeurs de la résistance du cohéreur sous l'action de tensions croissantes sont toujours supérieures à celles qui résultent de l'action des mêmes tensions appliquées en ordre décroissant : la courbe représentative des premières valeurs reste constamment au-dessus de celle des secondes. Ce phénomène d'accommodation moléculaire, assimilable en quelque sorte au magnétisme rémanent, accentue l'analogie des phénomènes de cohérence avec ceux du magnétisme.

2° *Action du rayonnement électrique.* — Pour produire l'étincelle électrique, j'établis, indépendamment de celui du cohéreur, un second circuit dans lequel je puisse faire varier soit l'intensité du courant, soit la self-induction du circuit. Je fais éclater l'étincelle à la rupture de ce circuit entre deux tiges cylindriques de métal.

La *distance* de l'étincelle au cohéreur a une influence manifeste : la résistance finale du cohéreur sous l'action d'une étincelle augmente avec cette distance.

L'*état des surfaces* des électrodes exige une attention minutieuse. Chaque étincelle doit jaillir entre des électrodes présentant le même degré de propreté et de poli.

La *nature des électrodes* entre lesquelles l'étincelle est produite influe considérablement :

Substance des électrodes.	Résistance finale du cohéreur.		
	Ω	Ω	Ω
Cuivre	107	108	106
Maillechort	108	110	109
Zinc	195	184	187
Acier	196	182	195
Laiton	149	141	138
Charbon	270	252	262
Mercure	Action irrégulière	Pas d'action	Pas d'action
Zinc amalgamé	Pas d'action	»	»

L'action inefficace de l'étincelle au mercure est confirmée par les effets différents obtenus avec électrodes de zinc et de zinc amalgamé.

a. *Rôle de la self-induction.* — Toutes choses égales d'ailleurs. en augmentant successivement la self-induction du circuit, les effets de l'étincelle sur deux cohéreurs différents ont été les suivants :

Résistance finale du cohéreur.

L	Cohéreur I.				Cohéreur II.			
	$i=1^a,0$	$i=1^a,0$	$i=1^a,0$	$i=1^a,0$	$i=1^a,0$	$i=1^a,0$	$i=1^a,0$	$i=1^a,0$
H	Ω	Ω	Ω	Ω	Ω	Ω	Ω	Ω
0,01375	158	173	158	251	261	330	279	325
0,0275	115	117	107	135	204	208	193	220
0,055	84	84	79	77	78	71	87	107
0,11	49	51	43	49	49	53	50	52
0,165	58	67	63	79	69	77	68	78
0,22	82	82	82	98	80	82	79	95
0,33	91	90	84	100	138	95	93	120
0,44	103	98	87	100	222	150	150	177

La résistance du cohéreur diminue donc jusqu'à un minimum se produisant pour une valeur déterminée de la self-induction et au delà duquel une augmentation de la self-induction est inutile et même désavantageuse. En opérant avec une intensité de courant différente, ce minimum se déplace :

L	Résistance finale du cohéreur II.				
	$i=0^a,15$	$0^a,3$	$1^a,0$	$1^a,5$	$2^a,0$
H	Ω	Ω	Ω	Ω	Ω
0,01375	640	202	325	570	?
0,0275	504	161	220	380	147
0,055	388	149	107	125	156
0,11	165	138	52	134	176
0,165	153	123	78	189	222
0,22	128	142	95	193	239
0,33	153	163	120	204	320
0,44	165	202	177	255	290

L	Résistance du cohéreur III.					
	i = 0a,3	0a,8	1a,1	1a,5	2a,0	2a,5
H	Ω	Ω	Ω	Ω	Ω	Ω
0,01375	643	300	164	150	135	88
0,055	543	236	115	115	84	131
0,11	346	173	86	66	122	—
0,22	257	108	66	111	—	—
0,44	223	80	87	—	—	—
0,59	151	?	—	—	—	—

Ainsi, un *minimum de résistance* apparaît dans chaque série de mesures et il *se produit avec une self-induction d'autant plus grande que l'intensité du courant est plus faible.*

b. *Rôle de l'intensité du courant.* — Si, toutes choses égales d'ailleurs, on fait varier l'intensité du courant, l'étincelle produite fait passer la résistance du cohéreur par un minimum qui, pour une self-induction donnée, a lieu à une intensité déterminée : ce qui confirme le rôle de la self-induction trouvé ci-dessus.

i	Résistance du cohéreur L = 0h,11	i	Résistance du cohéreur L = 0h,11
a	Ω	a	Ω
0,3	279	0,15	282
0,45	210	0,3	204
0,6	155	0,5	188
0,8	74	0,8	98
1,1	59	1,1	66
1,5	80	1,5	80
2,0	123	2,0	100
2,5	124	2,5	129
3,0	138	3,2	196
		4,1	235

Pour des self-inductions différentes, le minimum de résistance du cohéreur apparaît à des intensités de courant différentes :

i	Cohéreur II.				
	L = 0h,01375	0h,055	0h,11	0h,44	0h,59
a	Ω	Ω	Ω	Ω	Ω
0,15	290	171	282	115	168
0,3	260	168	204	100	168
0,5	227	166	188	69	168
0,8	193	162	98	88	179
1,1	166	144	66	105	198
1,5	131	107	80	138	208
2,0	124	127	100	165	225
2,5	120	133	129	197	262
3,3	—	152	196	—	284
4,1	—	174	236	—	—

	Cohéreur III.					
i	L = 0h,01375	0h,055	0h,11	0h,22	0h,44	0h,59
a	Ω	Ω	Ω	Ω	Ω	Ω
0,15	1.442	786	200	381	562	188
0,3	830	466	165	257	300	174
0,5	560	417	132	193	162	112
0,8	383	377	111	67	97	153
1,1	347	355	76	64	122	—
1,5	343	268	69	94	—	—
2,0	308	200	95	—	—	—
2,5	307	249	—	—	—	—
3,0	339	298	—	—	—	—
4,0	339	—	—	—	—	—

En confirmation du résultat obtenu pour l'action de la self-induction, *le minimum de résistance de cohéreur a lieu pour une étincelle produite avec une intensité de courant d'autant plus faible que la self-induction du circuit est plus forte.*

F. PETTINELLI. — Un nuovo procedimento per trovare molte relazioni note et ignote frà le quantità fisiche (Nouvelle méthode pour trouver des relations connues ou inconnues entre les quantités physiques). — *Cuneo*, p. 1-70; 1902.

La méthode employée par M. Pettinelli pour découvrir une relation entre divers coefficients caractéristiques d'une même substance n'est pas, en elle-même, bien neuve. Elle consiste essentiellement à écrire les équations de dimension qui servent à définir chacun de ces coefficients, à associer ces équations par voie de multiplication, division, élévation à une puissance entière ou fractionnaire, de manière à obtenir une quantité de dimensions nulles. La formule ainsi trouvée exprime une loi physique, connue ou inconnue.

Dans l'énoncé des lois de cette espèce, une large part est toujours laissée à l'adresse de combinaison et d'interprétation, et par là se fait jour l'originalité propre de M. Pettinelli.

Il faut d'ailleurs se garder d'oublier que, pour énoncer ces lois, on fait abstraction des particularités de structure qui différencient les molécules chimiques, particularités dont il est impossible, dans l'état actuel de la science, de tenir un compte exact. Les lois relatives aux liquides et aux solides ne peuvent donc être que plus ou moins grossièrement approximatives.

Pour donner une idée de la manière de procéder de l'auteur, je choisirai d'abord un cas particulièrement simple. Soit à chercher une relation à laquelle doivent obéir les coefficients de dilatation de divers solides. Le coefficient de dilatation linéaire est défini par la relation :

$$l_t = l_0 (1 + Kt).$$

Les dimensions du produit Kt sont nulles. Si donc il y a une relation entre la valeur du coefficient de dilatation d'un solide et une certaine température caractéristique de la substance, par exemple sa température de fusion, cette relation doit affecter la forme d'un produit constant. On peut donc essayer la loi suivante : *Le produit du coefficient de dilatation linéaire* K *d'un solide par sa température absolue de fusion* T_f *est constant*. On jugera du degré d'exactitude de la loi par le tableau ci-joint (¹) :

Substances	K	T_f	KT_f
Sulfate d'ammoniaque...	0,000037	413	0,0153
Alliage Pb^4Sn...........	0,000032	565	0,0157
Plomb	0,0000280	598	0,0167
Iridium	0,0000071	2.473	0,0176
Thallium...............	0,0000313	563	0,0178
Osmium................	0,0000066	2.723	0,0180
Sélénium...............	0,000037	490	0,0181
Cadmium	0,0000316	593	0,0187
Indium.................	0,0000420	449	0,0189
Platine.................	0,0000088	2.200	0,0193
Rhodium...............	0,0000086	2.275	0,0195
Zinc	0,0000292	688	0,0201
Or.....................	0,0000147	1.373	0,0202
Palladium..............	0,0000110	2.000	0,0220
Cobalt	0,0000124	1.773	0,0220
Fer....................	0,0000118	1.875	0,0221
Nickel..................	0,0000192	1.230	0,0227
Argent.................	0,0000192	1.230	0,0236
Cuivre	0,0000172	1.323	0,0228
Laiton	0,0000191	1.185	0,0226
Chlorure d'argent.......	0,000032	723	0,0231
Potassium..............	0,0000830	335	0,0278
Sodium	0,000072	371	0,0267

La constance est loin d'être absolue. On peut plutôt diviser les corps en groupes, d'après la valeur de la constante KT_f.

(¹) En général, tous les nombres employés par l'auteur sont empruntés aux Tables de Landolt.

Une relation analogue subsiste entre le coefficient de dilatation cubique moyen des liquides entre 0° et 100° et leur température absolue de fusion.

Substances	K_0^{100}	T_f	$K_0^{100} T_f$
Ether	0,00215	156	0,335
Xylol	0,00111	288	0,320
Brome	0,00122	267	0,326
Oxychlorure de phosphore	0,00113	272	0,334
Acide acétique	0,00116	290	0,336
Naphtaline	0,00082	352	0,289
Phénol	0,00089	313	0,279
Thymol	0,00091	317	0,288

On peut aussi introduire la température critique sous la forme suivante :

Le produit du coefficient de dilatation cubique d'un liquide à une température déterminée par la différence de sa température critique T_c *et de sa température actuelle* T *est un nombre constant.*

Substances	K_T	$T_c - T$	$K_T (T_c - T)$
Ether	0,00151	192	0,290
Chloroforme	0,00111	260	0,289
Chlorure d'éthyle	0,00157	185	0,290
Tétrachlorure de silicium	0,00131	230	0,301
Sulfure de carbone	0,00114	273	0,311
Chlorure d'éthylène	0,00112	288	0,312
Trichlorure de phosphore	0,00115	285	0,312
Brome	0,00104	302	0,314
Benzine	0,00116	280	0,325
Tétrachlorure de titane	0,00094	358	0,336
Acide acétique	0,00106	321	0,340
Tétrachlorure d'étain	0,00113	318	0,359
Essence de térébenthine	0,00090	376	0,338
Trichlorure d'arsenic	0,00098	356	0,349

Passons à un cas moins simple, et proposons-nous de trouver une relation entre le coefficient de compressibilité cubique c d'un liquide de poids moléculaire m, la densité d et une température caractéristique. Les dimensions d'un coefficient de compressibilité sont inverses de celles d'une pression :

$$c = m^{-1} l t^2 ;$$

on a d'autre part :

$$\frac{m}{d} = l^3 ,$$

d'où :

$$\frac{cd}{m} = \frac{m^{-1}t^2}{l^2} = \frac{1}{mv^2}.$$

Or, si l'on considère la capacité calorifique et l'équivalent mécanique de la calorie comme des nombres abstraits, la température prend les dimensions d'une énergie. On peut donc écrire :

$$T = mv^2,$$

$$(1) \qquad \frac{cdT}{m} = C^{te}.$$

S'il existe une relation entre les quantités considérées, elle doit être de la forme (1). Reste à faire choix de la température caractéristique à introduire. M. Pettinelli prend la différence de la température critique et de la température actuelle du liquide.

Voici donc l'énoncé de la loi :

Le produit du coefficient d'élasticité cubique c d'un liquide par la densité d et la différence $T_c - T$ *de la température critique du liquide et de sa température actuelle, divisé par le poids moléculaire m, est constant.*

Substances	m	c	d	T_c	$\frac{cd(T_c - T)}{m}$
Ether à 10°	74	144	0,73	467	256
Bromure d'éthylène à 10°	188	60	2,19	638	248
Alcool butylique à 10°	74	86	0,78	553	246
Chloroforme à 12°,5	119	80	1,52	533	259
Eau à 15°	16 × 4	46	1,00	637	257
Acétone à 14°	72	109	0,80	510	270
Benzine à 16°	78	90	0,89	563	281

Pour l'eau, le poids moléculaire a été arbitrairement multiplié par 4.

Par des raisonnements analogues, l'auteur est conduit à énoncer jusqu'à 55 lois qu'il croit nouvelles, et que les nombres connus vérifient d'une façon plus ou moins imparfaite. Nous nous bornerons à en citer encore quelques-unes, à titre d'exemple.

La constante capillaire α, *divisée par la différence de la température critique et de la température actuelle, multipliée par le rapport de la puissance 2/3 du poids moléculaire et de la densité, donne un nombre constant.*

Substances	α	$m^{\frac{2}{3}}$	$d^{\frac{2}{3}}$	T_c	$\alpha (T_c - T) \left(\frac{m}{d}\right)^{\frac{2}{3}}$
Acétone à 15°	2,46	15,0	0,86	507	0,194
Bromure d'éthyle à 15°	2,44	22,8	1,25	499	0,188
Chlorure d'éthyle à 0°	1,98	16,0	0,95	456	0,187
Chlorure d'éthylène à 16°	3,26	21,4	1,18	559	0,217
Chloroforme à 16°	2,75	24,2	1,32	533	0,205
Benzine à 15°	2,88	18,3	0,98	563	0,205
Toluène à 15°	2,85	20,4	0,92	594	0,200
Eau à 15°	7,66	10,0	1,00	637	0,219
Ether à 15°	1,85	17,6	0,81	467	0,224

Le produit de la puissance 1/3 du coefficient de compressibilité cubique par la puissance 1/2 de la constante capillaire, divisé par la puissance 1/6 de la température absolue, est constant.

Substances	c	α	$c^{\frac{1}{3}}$	$\alpha^{\frac{1}{2}}$	$c^{\frac{1}{3}}\alpha^{\frac{1}{2}}$
Acétone	112	2,46	4,82	1,57	7,57
Ether	166	1,85	5,50	1,36	7,48
Acétate d'éthyle	104	2,55	4,70	1,60	7,52
Butyrate d'éthyle	100	2,55	4,64	1,60	7,42
Chlorure d'éthyle	153	1,98	5,35	1,41	7,54
Benzine	90	2,88	4,48	1,70	7,62
Toluène	85	2,85	4,40	1,69	7,43
Chlorure d'éthylène	68	3,26	4,08	1,80	7,34
Amylène	172	1,75	5,56	1,32	7,34
Acétate de méthyle	97	2,58	4,59	1,60	7,34
Alcool méthylique	104	2,43	4,70	1,56	7,33
Alcool éthylique	101	2,36	4,66	1,54	7,18
Chloroforme	80	2,73	4,31	1,65	7,11
Huile d'olive	63	3,23	3,98	1,80	7,16
Essence de térébenthine	80	2,78	4,31	1,68	7,20

Le tableau précédent se rapporte à une température absolue d'environ 288°; celui qui suit, à des températures variables :

Substances	T	$c^{\frac{1}{3}}$	$\alpha^{\frac{2}{3}}$	$\dfrac{c^{\frac{1}{3}}\alpha^{\frac{2}{3}}}{T^{\frac{1}{6}}}$
Ether	283	5,64	1,36	2,98
—	293	5,76	1,32	2,95
—	303	5,99	1,27	2,94
—	308	6,11	1,25	2,94
Alcool	301	4,41	1,53	2,61
—	338	4,79	1,42	2,58
Benzine	268	4,43	1,70	2,93
—	353	5,02	1,46	2,77

On remarquera en passant que la loi à laquelle se rapportent les deux tableaux précédents n'est nullement une conséquence des lois précédentes, relatives chacune à l'un des coefficients α et c que l'on compare ici.

Le produit du coefficient de viscosité y d'un liquide par la puissance 1/6 du poids moléculaire m, divisé par le produit de la puissance 2/3 de la densité et de la puissance 1/2 de la différence entre la température critique T_c et la température actuelle T, est constant.

Substances	y	$(T_c - T)^{\frac{1}{2}}$	$d^{\frac{2}{3}}$	$m^{\frac{1}{6}}$	$\dfrac{y m^{\frac{1}{6}}}{d^{\frac{2}{3}} (T_c - T)^{\frac{1}{2}}}$
Acétone	0,0037	14,7	0,86	1,97	0,00058
Chloroforme	0,0057	15,5	1,32	2,22	0,00063
Ether	0,0026	13,2	0,81	2,05	0,00050
Acétate d'éthyle	0,0051	15,2	0,93	2,11	0,00076
Butyrate de méthyle	0,0059	16,1	0,93	2,16	0,00085
Butyrate de potasse	0,0072	16,7	0,92	2,21	0,00109
Valérianate de méthyle ...	0,0075	16,4	0,91	2,21	0,00107

Ici la constance est si loin de se vérifier que l'auteur divise en trois groupes, indiqués par les parenthèses, le petit nombre des corps sur lesquels il a pu recueillir des données.

E. B.

Von L. MOROKHOWETZ, A. SAMOJLOFF et A. JUDIN. — Die Chronophotographie im physiologischen Institute der Kais. Universität in Moscou (La chronophotographie à l'Institut physiologique de l'Université impériale de Moscou). — 27 pages : Moscou, 1900.

La chronophotographie. — De plus en plus, les physiologistes utilisent les procédés d'inscription photographique ; M. Morokhowetz a fait construire à son laboratoire une chambre noire de très grande dimension, véritable salle obscure dans laquelle l'observateur lui-même peut pénétrer, placer des tambours enregistreurs ou des pendules chronographes. Les dispositifs expérimentaux sont situés à l'extérieur de cette chambre : l'expérimentateur peut opérer à la lumière du jour, le faisceau de lumière impressionnant les plaques sensibles pénètre dans la chambre noire par des ouvertures convenablement placées. On évite ainsi la construction de chambres noires spéciales pour chaque genre particulier d'expériences. M. Morokhowetz décrit plusieurs dispositifs ingénieux, en particulier une méthode pour comparer la sensibilité des plaques photographiques.

Sur l'étude des courants induits par l'électromètre capillaire. — L'électromètre capillaire est un des appareils les plus employés en physiologie. Plusieurs observateurs ont remarqué que les courants induits de fermeture et d'ouverture ne produisent pas des déplacements identiques de la colonne mercurielle ; le courant de fermeture donne lieu à un plus grand déplacement que le courant d'ouverture : on sait cependant que le maximum de la force électromotrice est plus grand à l'ouverture qu'à la fermeture. M. Samojloff a étudié cette particularité de l'instrument en photographiant le déplacement du ménisque capillaire sur des plaques sensibles animées d'un rapide mouvement de translation, et placées dans la chambre noire de M. Morokhowetz.

L'auteur a d'abord établi que le temps nécessaire à la colonne, pour atteindre une position d'équilibre correspondant à un courant constant, varie de $0^{sec},06$ à $0^{sec},07$. Les déplacements de la colonne vers la pointe sont, à force électromotrice égale, supérieurs aux déplacements en sens inverse. Il est donc nécessaire, pour comparer ces deux déplacements, de les produire dans le même sens : la plaque photographique, dans sa translation, fermait le circuit inducteur, actionnait un commutateur intervertissant les pôles de l'électromètre et ouvrait le circuit.

Les photographies ont montré une très grande dissymétrie entre les déplacements de fermeture et d'ouverture. Elle est facilement explicable si on remarque que la durée du courant induit est beaucoup trop faible pour que le ménisque puisse suivre exactement ses variations. En particulier, à l'ouverture, la durée est si courte que le ménisque peut à peine se déplacer et n'arrive pas à la position maxima qu'il devrait atteindre. Au contraire, à la fermeture, la durée est un peu plus longue, si bien que le ménisque peut se déplacer davantage, ce qui, à première vue, semble en contradiction avec les faits connus.

L'électromètre capillaire peut cependant, dans certains cas, suivre des variations très rapides du courant. M. Einthoven a pu photographier les déplacements de la colonne effectuant 3.840 vibrations par seconde, sous l'influence de courants alternatifs dont l'intensité varie continuellement.

La même brochure contient un travail de M. Samojloff sur l'inscription graphique des courbes correspondant aux différentes voyelles, ainsi qu'une nouvelle méthode de M. Judin pour étudier la

vitesse des obturateurs photographiques et la durée d'éclairement de l'éclair au magnésium.

E. Rothé.

A. GRADENWITZ. — Ueber eine Neue Methode zur Bestimmung von Kapillarkonstanten verdünnter Salzlösungen (Nouvelle méthode pour l'évaluation des constantes capillaires de dissolutions étendues). — *Inaugural-Dissertation*, Breslau, 1902.

Deux tubes capillaires t, t' de même diamètre sont dressés côte à côte. L'un t' contient de l'eau pure, l'autre t la dissolution très étendue à étudier. Ils plongent, bien entendu, dans deux cuvettes séparées ; mais les portions utiles des deux tubes sont dans la même enceinte, et leurs ménisques, visés à travers une glace plane, sont dans le champ d'un même microscope.

La cuvette du tube t à dissolution contient à sa partie inférieure du mercure, dont on peut faire varier la masse en ajoutant ou enlevant, par un ajutage, de très petites quantités de liquide, à l'aide d'une sorte de pipette. On s'arrange ainsi pour faire affleurer le ménisque en un point fixe du tube t, quelle que soit la composition de la dissolution. Du poids de mercure ajouté ou retranché, on déduit la variation de niveau que l'on aurait mesurée si, dans deux expériences consécutives, la quantité de mercure était restée constante. Grâce à cette méthode d'amplification, l'auteur a pu pousser ses mesures jusqu'à des liqueurs beaucoup plus étendues que celles qu'on avait employées jusque-là dans les expériences de capillarité.

Pour obtenir ces liqueurs et faire une série complète d'observations, M. Gradenwitz commence par préparer, avec tout le soin possible, une solution concentrée de composition bien déterminée. Introduisant alors un poids connu d'eau pure dans la cuvette au-dessus du mercure, il y ajoute progressivement des quantités connues de dissolution concentrée, et à chaque addition, après avoir opéré le mélange et aspiré dans le tube t, à plusieurs reprises, il provoque l'affleurement et détermine le poids de mercure correspondant. Il a vérifié que, quand on répète les mêmes agitations et aspirations en laissant constante la composition du liquide, l'affleurement se produit bien à un niveau invariable.

Les sels étudiés sont les chlorures et azotates de potassium, de

sodium et de lithium, à des concentrations m qui, en général, n'ont pas dépassé une demi-molécule-gramme par litre, et qui ont pu descendre à un centième de molécule-gramme, sans cesser de fournir des mesures cohérentes.

Dans les tableaux suivants se trouvent indiqués, dans la première colonne, des concentrations m; dans la seconde, les accroissements pour cent $\frac{100\Delta\alpha}{\alpha m}$ de la constante capillaire α rapportée à une molécule.

NaCl		KCl		LiCl	
0,020	2,61	0,031	2,39	0,023	3,78
0,059	2,33	0,052	2,38	0,084	3,60
0,093	2,31	0,093	2,37	0,239	3,12
0,121	2,30	0,124	2,16	0,324	3,04
0,251	2,13	0,150	2,13	0,429	3,13
0,290	2,11	0,208	2,08	0,459	3,04
0,327	2,09	0,217	2,11	0,647	2,94
0,390	2,09	0,446	2,05	0,798	2,86
0,544	2,04	0,562	1,94	0,811	2,87
0,589	2,05				

$NaAzO^3$		$KAzO^3$		$LiAzO^3$	
0,013	3,06	0,016	3,31	0,098	2,63
0,017	2,55	0,029	2,06	0,144	2,27
0,057	2,19	0,083	1,68	0,203	2,25
0,184	1,89	0,113	1,52	0,272	2,24
0,399	1,79	0,162	1,39	0,299	2,20
0,528	1,72	0,238	1,37	0,398	2,19
0,656	1,68	0,262	1,35	0,463	2,18
0,686	1,69	0,400	1,33	0,678	2,15
				0,923	2,14

Comme on le voit, ces nombres décroissent d'abord assez rapidement, puis lentement, quand la concentration augmente. Pour une même concentration, ils varient d'un sel à un autre.

On peut observer que, dans une même série, par exemple pour les trois chlorures étudiés, les nombres relatifs à une même concentration vont en croissant quand le poids moléculaire diminue.

La loi des modules de M. Valson et la loi énoncée par M. Sentis (à savoir que, pour des sels analogues, les constantes capillaires, à concentration moléculaire égale, sont inversement proportionnelles aux racines cubiques des volumes moléculaires) sont approximativement, non très rigoureusement, vérifiées par les expériences de M. Gradenwitz.

E. B.

P. ZÉEMAN. — **Waarnemingen over de magnetische draaiing van het polarisatievlak in een absorptieband** (Observations sur la rotation magnétique du plan de polarisation dans une bande d'absorption). — *Versl. Kon. Akad. Wet.*, Amsterdam, XI, p. 6-12 ; 31 mai 1902.

Un des résultats de la théorie de Voigt (*Ann. d. Physik*, VI, p. 784, 1901), relativement à la rotation du plan de polarisation dans une bande d'absorption, semblait être contredit par les observations de Corbino [1] et de Schmauss [2]. Alors que cette théorie exigeait une rotation négative à l'intérieur de la bande, Corbino, au contraire, constata une rotation positive très petite.

Or, il paraissait étrange qu'il y eût désaccord entre la théorie et l'expérience dans ce domaine spécial et dont les rapports avec d'autres phénomènes confirmant les vues théoriques sont évidents. Aussi, les récentes recherches de l'auteur viennent vérifier, qualitativement au moins, la théorie en question.

Ayant produit, au moyen d'un prisme de Fresnel, une série de franges d'interférence dans le spectre, M. Zeeman déduit l'angle de rotation du plan de polarisation, pour différentes longueurs d'onde, de la déformation que subissent les franges d'interférence au voisinage des bandes d'absorption, sous l'influence du champ magnétique sur la vapeur de sodium.

Quant à la ligne D_x, les phénomènes, tout en étant qualitativement identiques, ont lieu pour des densités plus petites, différence analogue à celle observée pour le renversement, le dédoublement sous l'influence du champ magnétique et la rotation du plan de polarisation en dehors de la bande d'absorption.

A quantité de sodium constante, cette déformation, correspondante à une rotation négative prévue par la théorie, croît en sens inverse des variations du champ magnétique.

L'ensemble de ces phénomènes constitue une vérification complète des conclusions théoriques de Voigt, qualitativement au moins ; la grandeur énorme de cette rotation négative s'accorde bien avec les valeurs très considérables de la rotation positive constatées par MM. Macaluso et Corbino.

Pour des densités très grandes de la vapeur de sodium, l'auteur

---

(1) *Nuovo Cimento*, février 1902.
(2) *Ann. d. Phys.*, II, p. 280 ; 1900.

observe pourtant des phénomènes identiques à ceux rapportés par Corbino (*l. c.*), c'est-à-dire un déplacement du milieu de la frange d'interférence correspondant à une petite rotation positive, phénomène que M. Zeeman croit prématuré de tâcher d'interpréter, avant que de nouvelles expériences ne soient venues les éclaircir.

Les *fig.* 1-3 représentent l'aspect général des phénomènes observés sur la ligne D si, le champ magnétique restant constant, on augmente progressivement la quantité de vapeur de sodium.

Tant que la quantité de vapeur de sodium, présente dans le champ magnétique, est extrêmement petite, la frange d'interférence présentait, à l'endroit de la ligne de sodium renversée, un gonflement, mettons vers le bas, tandis que les lignes du doublet étaient accentuées plus fort, immédiatement au-dessus de la frange (*fig.* 1). La quantité de sodium augmentant, tout en restant très petite, absolument parlant, les franges d'interférence se soulevaient graduellement

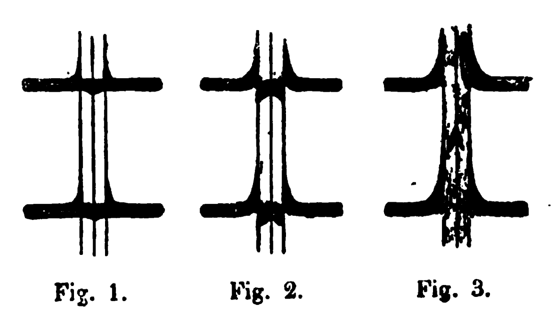


Fig. 1. Fig. 2. Fig. 3.

le long des composantes du doublet, tandis que la partie intermédiaire se détachait du reste des franges (*fig.* 2). Pour des quantités plus considérables de sodium, l'auteur observe enfin que cette partie intermédiaire s'abaisse et se rétrécit, comme le montre la *fig.* 3, pour disparaître tout à fait, pour une densité de vapeur convenable; en même temps, les parties extérieures des franges se soulèvent de plus en plus.

A. Gradenwitz.

PHILOSOPHICAL MAGAZINE;

6e série, t. III; mars 1902.

Lord KELVIN. — Aepinus atomized (Théorie d'Aepinus combinée avec celle des atomes). — P. 257.

Dans la théorie d'Aepinus ou d'un seul fluide, les électrisations positive et négative résultent d'une augmentation ou d'une diminution d'une charge normale d'un seul fluide, appelé électricité, répandu à travers les atomes de matière pondérable. Les atomes de matière pondérable se repoussent, les diverses parties du fluide électricité se repoussent, la matière et l'électricité s'attirent.

Dans l'hypothèse que fait lord Kelvin, le fluide d'Aepinus est formé d'atomes égaux très petits, beaucoup plus que les atomes de matière, qu'il appelle *électrions*, répandus partout, aussi bien dans les atomes de matière que dans l'espace environnant : les atomes de matière se repoussent, les électrions se repoussent, les atomes et les électrions s'attirent. Ces attractions et ces répulsions ayant lieu en raison inverse du carré de la distance des centres des atomes ou électrions supposés sphériques, quand l'électrion est à l'intérieur d'un atome, il est alors attiré vers le centre par une force proportionnelle à la distance.

Ces électrions seraient chargés d'électricité résineuse, et un atome dépourvu d'électrions agirait comme une petite sphère chargée d'électricité vitrée répandue uniformément dans son intérieur.

Un corps à l'état neutre serait ainsi formé d'un assemblage d'atomes possédant juste assez d'électrions pour annuler la force électrique en tous les points dont la distance à l'atome le plus voisin est grande par rapport au diamètre d'un atome.

Un atome pourrait d'ailleurs posséder à son intérieur un ou plusieurs électrions, être mono, bi, tri, polyélectrionique.

Lord Kelvin étudie ensuite les forces et les déplacements qui existent dans un tel assemblage.

Deux atomes neutralisés chacun par un électrion au centre sont en équilibre stable tant que les deux atomes ne se pénètrent pas.

Quand cela arrive, les électrions se déplacent et prennent une autre position d'équilibre : soient, par exemple, deux atomes C′ et C de

rayons $R' = 3$, $R = 1$. Si on a $C'C = 2,7$, les électrions sont en des points E' et E tels que $C'E' = 0,1158$, $CE = 0,0462$.

Si les deux atomes deviennent concentriques, E et E' sont, de part et d'autre du centre, à une distance 0,622.

De tels cas peuvent se présenter dans les molécules O^2, Az^2, H^2, Cl^2, CO, SO, NaCl.

Si on éloigne les atomes de leur position concentrique, on voit que les deux électrions resteront, dans le petit atome A, à des distances du centre égales à 0,62996.

Si, au lieu de deux atomes monoélectrioniques, on a des atomes polyélectrioniques, on voit qu'après séparation le nombre des électrions aura augmenté dans le petit atome, diminué dans le grand. Les électrions sont absorbés par les petits atomes.

Lord Kelvin voit, dans ce résultat, l'explication de l'électrisation par frottement et par contact, et des particularités signalées résultant de l'influence de la nature de la surface, du polissage en particulier.

Cette absorption d'électrions par les petits atomes produit une diminution d'énergie potentielle.

Si le corps est placé dans un champ électrique F, les électrions T, au nombre de i, de charge e, se déplacent, dans l'atome de rayon α d'une quantité x telle que $\frac{iex}{\alpha^3} = F$. Le moment électrique iex de l'atome est donc $\alpha^3 F$, c'est-à-dire le même que celui d'une sphère de rayon α, non électrisée, placée dans le champ F.

On déduit de là que la perméabilité électrique est :

$$1 + 3\left(N\,\frac{4\pi\alpha^3}{3}\right),$$

c'est-à-dire excède l'unité d'une quantité égale au triple du rapport du volume des atomes au volume total du corps.

Lord Kelvin déduit de là qu'au zéro absolu, tout étant au repos, les solides doivent être des isolants parfaits tant que F est petit; puis, qu'au fur et à mesure que la température s'élève, les mouvements des électrions facilitant leur déplacement sous l'action de F, la conductibilité augmente. Le verre, les terres rares montrent ce fait.

Pour les métaux, lord Kelvin garde encore la même explication en admettant que, pour une température très peu au-dessus du zéro absolu, les mouvements des électrions sont déjà assez grands pour rendre le corps conducteur, et qu'ensuite ces mouvements devenant

trop rapides gênent plus le déplacement des électrions qu'ils ne le favorisent, et que la conductibilité diminue quand la température s'élève.

Lord Kelvin considère ensuite un assemblage régulier d'atomes, par exemple des atomes tétra-électrioniques en ligne droite. Il montre que, par suite des actions mutuelles, le centre géométrique des électrions de chacun est éloigné du centre de l'atome correspondant vers la droite par exemple, d'une quantité $l = \frac{\alpha^3 \delta}{16 l^2}$, si δ est l'excès de la force dans cette direction. Il applique ce résultat aux cristaux et montre comment on peut expliquer les phénomènes de pyro-électricité et de piézo-électricité présentés par la tourmaline, certains cristaux cubiques, le quartz, etc.

E. Perreau.

R.-K. Mc CLUNG. — The Rate of Recombination of Ions in Gases under Different Pressures (Vitesse de recombinaison des ions dans les gaz sous différentes pressions). — P. 283-305.

Un gaz ionisé, par des rayons de Röntgen par exemple, renferme, par unité de volume, des nombres égaux n d'ions positifs et négatifs. Si aucun champ électrique n'est présent pour séparer les ions des deux signes, ceux-ci se recombinent progressivement, et le gaz revient à l'état normal après que la radiation a cessé d'agir. D'après une loi semblable à la loi d'action de masse de Guldberg et Waage, cette recombinaison se fait avec une vitesse proportionnelle au produit des nombres d'ions positifs et négatifs présents par unité de volume, c'est-à-dire proportionnelle à n^2 :

$$\frac{dn}{dt} = -\alpha n^2,$$

α étant le *coefficient de recombinaison*.

M. Mc Clung s'est proposé de vérifier expérimentalement cette loi et de déterminer le coefficient α en valeur absolue, sous diverses pressions, en utilisant les méthodes indiquées antérieurement par M. Rutherford (*Phil. Mag.*, novembre 1897).

La radiation produisant par unité de volume et par unité de temps q ions de chaque signe, un équilibre s'établira, en l'absence de tout champ électrique, entre la production et la recombinaison, si

chaque unité de volume renferme un nombre N d'ions tel que :

$$q = \alpha N^2.$$

α se déduit de la mesure de q et de N.

q se mesure en recueillant, au moyen d'un champ suffisamment intense, les ions à mesure de leur production. L'intensité du courant que l'on obtient ainsi au travers d'un volume déterminé du gaz permet de calculer q.

Pour mesurer N, on laisse s'établir l'équilibre en l'absence d'un champ, puis on recueille les ions présents dans le gaz, par création brusque d'un champ suffisamment intense, immédiatement après la suppression de la radiation.

Si on laisse s'écouler un temps t entre la suppression de la radiation et le moment de la création du champ qui recueille les ions présents, leur nombre diminue par unité de volume, et devient n tel que :

$$\frac{1}{n} - \frac{1}{N} = \alpha t.$$

Cette relation, vérifiée expérimentalement, sert à vérifier la loi de recombinaison.

La valeur de α obtenue pour l'air, sous la pression atmosphérique, concorde avec celle que M. Townsend avait déduite d'expériences entièrement différentes.

La grandeur du coefficient de recombinaison n'a pas varié sensiblement quand la pression du gaz est passée de 3 atmosphères à $\frac{1}{8}$ d'atmosphère.

LANGEVIN.

F.-G. DONNAN. — Condensation of the Vapours of Organic Liquids in presence of Dust-free Air (Condensation des vapeurs de liquides organiques en présence de l'air dépouillé de poussières). — P. 305-310.

On sait, par les expériences de M. Wilson [1], que, si l'on provoque l'expansion de l'air saturé de vapeur d'eau, mais complètement dépouillé de poussières, pour une détente égale à 1,25, on observe les premières traces de condensation, sous forme de pluie, mais qu'il

[1] Voir *J. de ph.*, 3e série, t. VII, p. 626 ; 1898 ; t. IX, p. 292 et 304 ; 1900.

se forme un brouillard dense quand l'expansion atteint 1,38, à la température ordinaire.

L'auteur s'est demandé ce qui arriverait si l'on substituait à la vapeur d'eau la vapeur de liquides organiques plus ou moins parfaitement isolants. En employant un dispositif identique à celui de M. Wilson, il a obtenu les résultats résumés dans le tableau suivant :

Substances	Pluie	Brouillard	Température
Eau	1,29	1,42	20,5 à 20,8
Alcool méthylique	1,32	1,42	16,8
Alcool éthylique	1,20	1,25	17,2 à 17,5
Tétrachlorure de carbone	1,89	non observé	16,5
Sulfure de carbone	1,05	1,08	16,3
Chlorobenzène	1,48	1,60	16,3
Benzine	1,53	1,78	18 à 18,5

A l'exception du sulfure de carbone, pour lequel la condensation est singulièrement plus facile qu'avec l'eau elle-même, il semble que la condensation est, toutes choses égales d'ailleurs, d'autant plus difficile que les liquides considérés sont de meilleurs isolants ; mais ce résultat ne peut être guère considéré que comme une indication préliminaire.

E. B.

Th.-R. LYLE. — On Circular Filaments or Circular Magnetic Shells equivalent to Circular Coils, and on the equivalent Radius of a Coil (Filaments circulaires ou feuillets magnétiques circulaires équivalents à des bobines circulaires et rayon équivalent d'une bobine). — P. 310-329.

Soit une bobine circulaire dont la section d'enroulement est un rectangle de largeur ξ dans le sens du rayon et d'épaisseur η ; soient n le nombre de tours, x la distance d'un point de l'axe au centre de la bobine, a le rayon moyen, et supposons ξ et η petits par rapport à a. Soit d'autre part un filament circulaire de même axe, situé dans le plan médian, parcouru par un courant n fois plus intense et possédant un rayon r. Après avoir développé en série le potentiel de la bobine et celui du filament circulaire, suivant les puissances de $\frac{x}{a}$ ou de $\frac{x}{r}$, on trouve qu'on peut identifier les deux développements en négligeant les quantités d'ordre supérieur au

second, si l'on a:

$$\xi = \eta,$$

c'est-à-dire si la section d'enroulement est un carré, et si l'on prend

$$r = a\left(1 + \frac{\eta^2}{24a^2}\right).$$

Au degré d'approximation convenu, on pourra donc substituer le filament circulaire, ou le feuillet magnétique de rayon r, à la bobine; et cette substitution sera valable pour tous les points de l'espace situés en dehors de l'enroulement, à une distance de l'ordre de a; on réalisera ainsi simplement tous les calculs tels que ceux de coefficients d'induction réciproque, d'attractions magnétiques, etc.

Si la dimension axiale ξ est plus grande que η, des calculs analogues prouvent qu'on peut remplacer la bobine animée par un courant i par deux filaments circulaires parcourus respectivement par des courants égaux à $\frac{ni}{2}$, les deux filaments étant symétriques par rapport au plan médian, à une distance β de ce plan

$$\beta = \frac{\xi^2 - \eta^2}{12}.$$

Il faut donner au filament le rayon

$$r = a\left(1 + \frac{\eta^2}{24a^2}\right).$$

Enfin, si $\xi < \eta$, la bobine se trouve remplacée par deux filaments circulaires concentriques situés dans le plan médian et ayant des rayons $r + \delta$ et $r - \delta$,

$$\delta = \frac{\eta^2 - \xi^2}{12},$$

$$r = a\left(1 + \frac{\xi^2}{24a^2}\right).$$

Il est clair que, si les bobines ont des dimensions telles que les quantités du quatrième ordre, en $\frac{\xi^4}{a^4}$ et $\frac{\eta^4}{a^4}$, ne soient pas négligeables, on aura encore une simplification notable en décomposant la bobine en un certain nombre de portions telles que pour chacune d'elles les quantités du quatrième ordre soient négligeables; on aura ainsi rem-

placé la bobine totale par un nombre assez restreint de filaments circulaires.

Pour déterminer pratiquement le rayon moyen d'une bobine dont les dimensions sont inconnues, on aura recours à une méthode électrique de comparaison en faisant usage d'une bobine d'une seule spire ou d'une bobine étalon dont le rayon moyen soit exactement connu. On peut imaginer beaucoup de méthodes de ce genre. L'auteur en décrit une très sensible qui est une modification de la méthode connue de Bosscha.

Pour éprouver le degré d'exactitude des calculs approchés qui servent de base à cette étude, l'auteur applique sa méthode au calcul du coefficient d'induction mutuelle des deux bobines employées par Rowland dans sa détermination de l'ohm. Il obtient ainsi le chiffre 3773250. Rowland avait trouvé 3773500. La différence est inférieure à un dix millième.

M. Lyle calcule de même la constante de la balance de lord Rayleigh et de Mme Sidwick et trouve 1,044595 au lieu de 1,044627 déterminé par lord Rayleigh.

E. B.

A.-A. MICHELSON. — The Velocity of Light (La vitesse de la lumière). — *Phil. Mag.*, p. 330-338, et *Decennial Publications of the University of Chicago*, t. IX ; 1902.

Après avoir résumé l'état de nos connaissances sur la vitesse de propagation de la lumière et celle des rayons hertziens, ainsi que sur la valeur du rapport v des deux sortes d'unités électriques, M. Michelson propose la variante suivante d'une méthode suggérée par lui en 1887 et qui est une combinaison des principes de la roue dentée et du miroir tournant (1).

La lumière issue d'une fente a passe à travers une glace faiblement argentée inclinée à 45°, suivie d'une lentille e et d'un miroir tournant P. La lumière réfléchie par la partie supérieure de P vient former une image de la fente sur un réseau c, qui la renvoie à la partie inférieure du miroir tournant. Elle est alors recueillie par une seconde lentille f qui renvoie le faisceau sur un miroir fixe M éloigné, par exemple, de 3 kilomètres. La lumière réfléchie par M se superpose au faisceau incident jusqu'au miroir

(1) *American Journal*, t. XXXIV.

tournant P, qui, pendant le double trajet, a eu le temps de se déplacer d'une quantité sensible. Si ce déplacement est précisément tel que la nouvelle image projetée par P sur le réseau ait glissé à la surface de celui-ci de l'intervalle d'un plein à un vide du réseau, il n'y aura pas de lumière réfléchie par le réseau; la lumière de retour fournie à travers la lentille *e* sera éteinte. On voit que les pleins et les vides du réseau remplacent les dents de la roue dentée, dont le rayon se trouve remplacé par la distance *bc*.

Voici comment M. Michelson évalue, peut-être avec quelque optimisme, la précision dont sa méthode est susceptible. Si le rayon *bc* est de 3 mètres et que le miroir tournant ait 6 centimètres de large, l'angle sous-tendu en *c* par *b* est de 0,02 et la largeur de l'image de diffraction en *c* sera de l'ordre de $\lambda/0,02$, soit de 0,025 millimètre, par exemple. L'intervalle fondamental du réseau devra être au moins égal à 0,05 millimètre et mieux à 0,1 millimètre. Si le nombre de révolutions du miroir tournant est 250 et que le miroir fixe soit à 3 kilomètres, le déplacement de l'image sur le réseau sera de 18 centimètres, c'est-à-dire correspondra à l'éclipse d'ordre 1800. Admettons qu'on puisse fixer la position de la première éclipse avec une erreur relative de 1/50; l'ordre de précision pour la deux millième éclipse serait de 1/100.000. L'expérience a précédemment établi que la vitesse de rotation du miroir peut aussi être fixée à 1/100.000, et que la mesure de la distance introduit au plus une erreur de 1/200.000: enfin, la mesure de l'intervalle fondamental du réseau comporte aussi la précision de 1/100.000. En résumé, l'erreur relative ne dépasserait pas quelques cent millièmes. M. Michelson pense même que l'erreur absolue serait au plus de 5 kilomètres.

E. B.

A. WANKLYN. — On the Physical Pecularities of Solutions of Gases in Liquids (Particularités physiques offertes par les dissolutions des gaz dans les liquides). — P. 546-548.

La dissolution d'acide carbonique est plus lourde que l'eau. Il en résulte que l'eau doit absorber assez rapidement de l'acide carbonique placé au-dessus, sans qu'il soit nécessaire d'agiter, parce qu'aussitôt formée la dissolution tombe au fond et se trouve remplacée par de l'eau pure en contact avec le gaz. Mais si, dans une éprouvette, l'on superpose avec les précautions convenables une dissolution de

potasse, une dissolution saturée d'acide carbonique et de l'acide carbonique en excès, le volume de l'acide carbonique libre se conserve très longtemps sans altération, bien que la potasse pénètre par diffusion dans la dissolution carbonique et même jusqu'à sa surface libre.

E. B.

CLIVE CUTHBERSTON. — Arrangement of Bands in the first Group of the Positive Band-Spectrum of Nitrogen (Arrangements des bandes dans le premier groupe du spectre de bandes de l'azote). — P. 348-353.

L'auteur cherche à établir que les bandes du premier groupe, de $\lambda = 0^{\mu},6622$ à $0^{\mu},5000$, peuvent être arrangées en séries d'après une loi analogue à celle qu'a employée M. Deslandres[1] pour les bandes du second groupe, de $\lambda = 0^{\mu},5000$ à $0^{\mu},2820$.

J.-J. THOMSON. — On the effect of Transverse Magnetic Field on Metallic Resistance (Effet d'un champ magnétique transversal sur la résistance métallique). — P. 353-356.

Contrairement à l'opinion de M. van Everdigen, M. J.-J. Thomson croit que l'action d'un champ magnétique transversal doit *augmenter* la résistance métallique, dans l'hypothèse où le passage de l'électricité à travers les métaux se fait à la faveur de corpuscules chargés. Le raisonnement de M. van Everdigen suppose essentiellement qu'entre deux collisions les corpuscules ne sont soumis à aucune force, excepté celle qui provient du champ produisant le courant, et c'est contre cette hypothèse que s'élève M. J.-J. Thomson.

DRUDE'S ANNALEN ;

T. VIII, n° 5 ; 1902.

E. HAGEN et H. RUBENS. — Das Reflexionsvermögen einiger Metalle für ultraviolette und ultrarothe Strahlen (Pouvoir réflecteur de quelques métaux pour les radiations infra-rouges et ultra-violettes). — P. 1-21.

Pour étudier le pouvoir réflecteur des métaux dans le spectre visible, les auteurs ont précédemment employé une méthode photo-

(1) DESLANDRES, *C. R.*, t. CIII, CIV et CVI.

métrique consistant à comparer, dans les diverses régions du spectre, l'éclat d'une bande de platine portée à l'incandescence par un courant et celui d'une image réelle de cette bande, de même grandeur, projetée par un miroir concave de la substance à étudier.

Pour étendre leur étude aux rayons ultra-violets, MM. Hagen et Rubens avaient d'abord songé à conserver la méthode spectrophotométrique, en faisant usage d'un oculaire fluorescent; mais le procédé ne s'est pas montré suffisamment pratique; ils ont dû recourir à la mesure directe des intensités calorifiques, à l'aide d'une pile thermo-électrique très sensible. La même méthode a été appliquée par eux dans le spectre visible et dans l'infra-rouge.

Comme source calorifique, ils ont employé, pour leurs études dans l'infra-rouge, un corps incandescent de Nernst. Pour les recherches dans l'ultra-violet, ils ont eu recours au cratère positif de l'arc électrique. Ils ont en effet découvert, dans le spectre de cette source, de nouvelles bandes correspondant aux longueurs d'onde 305, 288, 251 et 221 $\mu\mu$, sur l'origine spectrale desquelles ils ne se prononcent pas, mais qui se sont trouvées suffisamment intenses pour impressionner la pile et se prêter aux mesures.

Quand on opère dans l'ultra-violet, il est particulièrement indispensable de se mettre à l'abri de la radiation diffuse, lumineuse ou infra-rouge. A cet effet, la lumière émanant de la source doit être tamisée à travers une couche d'eau de quelques centimètres d'épaisseur. On peut encore interposer, suivant les cas, un verre rouge, un verre incolore ou une lame de quartz de même épaisseur et sensiblement de même indice, qui provoquent la même perte par réflexion, mais qui laissent passer : le verre rouge, les rayons de longueur d'onde supérieure à 600 μ; le verre incolore, les longueurs d'onde supérieures à 330 μ, et le quartz, toutes les radiations jusqu'à 200 μ. S'il s'agit, par exemple, de mesures sur les longueurs d'onde comprises entre 330 μ et 200 μ, on observera en intercalant d'abord le verre incolore, puis le quartz, et l'on ne prendra en considération que la différence des deux indications.

La disposition des expériences est la suivante : les radiations de la source, convenablement tamisées, sont concentrées par une lentille de quartz sur un prisme à réflexion totale de même substance qui peut recevoir deux positions différentes. Dans la première, il renvoie directement les radiations sur l'appareil spectral ; dans la seconde, il les renvoie sur un miroir concave du métal à étudier, dont le centre

Métal	251	288	305	316	326	338	347	385	420	450	500	550	600	650	700	800	900	1000	1200	1500
Argent neuf...........	34,1	21,2	9,1	4,2	14,6	55,5	74,5	81,4	86,6	90,5	91,3	92,7	92,8	93,5	94,6	96,3	»	96,6	»	98,4
— vieux..........	17,6	14,5	11,2	5,1	8,0	41,1	55,7	65,0	73,0	81,1	83,9	85,0	86,3	88,6	»	91,6	»	94,4	97,1	98,5
Platine..............	34,8	38,8	39,8	»	41,4	»	43,4	45,4	51,8	54,7	58,4	61,1	64,2	66,3	69,0	70,3	73,6	75,5	77,7	79,0
Nickel................	37,8	42,7	44,2	»	45,2	46,5	48,8	49,6	56,6	59,4	60,8	62,6	64,9	65,9	68,8	69,6	71,6	73,5	76,5	81,4
Acier non trempé.....	32,9	35,0	37,2	»	40,3	»	45,0	47,8	51,9	54,4	54,8	54,9	55,4	55,9	57,6	58,0	»	62,3	67,8	71,9
Or..................	38,8	34,0	31,8	»	28,6	»	27,9	27,1	29,3	33,1	47,0	74,0	84,4	88,9	92,3	94,9	96,4	97,1	97,6	97,3
Cuivre (cuivré galv.)....	»	»	»	»	»	»	»	»	»	48,8	53,3	59,5	83,5	89,0	90,7	»	»	»	»	»
— pur du commerce.	25,9	24,3	25,3	»	24,9	»	27,3	28,6	32,7	37,0	43,7	47,7	71,8	80,0	83,4	88,6	91,6	93,0	95,1	94,5
All. de Rossi (1).......	29,9	37,7	41,7	»	»	»	51,0	53,1	56,4	60,0	63,2	64,0	64,3	65,6	66,8	71,5	74,1	74,6	75,4	76,5
— de Schrœder (2) n° 1.	40,1	48,4	49,8	»	54,3	»	56,6	60,0	62,2	62,6	62,5	63,4	64,2	65,1	67,2	71,5	73,2	74,9	76,1	76,5
— — n° 6.	39,2	42,7	44,7	»	50,1	»	53,0	55,3	59,6	62,4	62,5	63,6	65,2	66,6	69,4	74,5	74,9	76,0	76,1	77,0
Magnalium (3) de Mach.	67,0	70,6	72,2	»	75,5	»	81,2	83,9	83,3	83,4	83,3	82,7	83,0	82,1	83,3	84,3	»	84,1	»	83,6
All. de Brandes-Sch. (4).	35,8	37,1	37,2	»	39,3	»	43,3	44,3	47,2	49,2	49,3	48,3	47,5	49,7	54,9	63,1	»	71,3	»	80,9

(1) Identique à l'alliage de Brashear, 68,2 Cu + 31,8 Sn.

(2) Alliage n° 1 : 66 Cu + 22 Sn + 12 Zn. — Alliage n° 6 : 60 Cu + 30 Sn + 10 Ag.

(3) 69 Al + 31 Mg.

(4) Alliage de Brandes-Schünemann : 41 Cu + 26 Ni + 24 Sn + 8 Fe + 1 Sb.

est très voisin de l'arête du prisme. Les rayons réfléchis par ce miroir viennent donc former une image réelle en un foyer très voisin du centre du miroir et arrivent ensuite sur l'appareil spectral, avec un angle de divergence sensiblement égal à celui qu'ils possédaient dans la première position du prisme.

Si le réglage correspondant était rigoureux, la comparaison des indications de la pile thermo-électrique pour les deux positions du prisme fournirait la valeur exacte du pouvoir réflecteur. Mais, pratiquement, on n'obtient ainsi qu'un pouvoir réflecteur apparent proportionnel au pouvoir réel. Le facteur de correction s'obtient en opérant, par cette méthode, dans la région du spectre visible et en comparant les résultats avec ceux de la méthode photométrique, précédemment employée, laquelle fournit sûrement les valeurs absolues du pouvoir réflecteur.

L'extrême inégalité d'intensité des radiations sur lesquelles on opère oblige à faire varier la sensibilité de l'appareil avec la longueur d'onde. Pour cela, on élargit la fente de 1/20 de millimètre à 5 millimètres en passant de $\lambda = 700\ \mu\mu$ à $\lambda = 251\ \mu\mu$.

Le tableau ci-dessus résume les résultats obtenus.

Ce tableau donne lieu aux observations suivantes.

Argent. — On sait que M. de Chardonnet a établi depuis longtemps la transparence de l'argent pour certaines radiations ultraviolettes. On voit, à l'inspection du tableau, que le pouvoir réflecteur de l'argent devient en effet inférieur même à celui du verre pour la longueur d'onde de 316 $\mu\mu$. La transparence de ce métal est évidemment confinée dans une bande étroite, comprise entre 309 $\mu\mu$ et 325 $\mu\mu$.

Or.— Parmi les autres métaux étudiés, l'or seul présente, vers 357 $\mu\mu$, un minimum de pouvoir réflecteur, d'ailleurs beaucoup moins accusé que celui de l'argent. Pour tous les autres métaux, le pouvoir réflecteur croît constamment avec la longueur d'onde, dans les limites des expériences.

Magnalium. — Parmi les alliages, le magnalium de Mach présente la curieuse propriété d'avoir un pouvoir réflecteur très sensiblement constant (environ 83,5) dans toute l'étendue du spectre visible et infra-rouge de 385 $\mu\mu$ à 1.500 $\mu\mu$. Son pouvoir réflecteur est encore exceptionnellement grand (67,0) pour $\lambda = 251\ \mu\mu$.

E. B.

A. BECKER. — Interferenzröhren für elektrische Wellen (Tubes à interférences pour les ondes électriques). — P. 23-63.

Ces tubes à interférences sont, au diamètre près, construits comme les tubes à interférences acoustiques employés par Quincke. Les uns ont la forme d'un **U** double, les autres celle d'un **T** simple ou double. Les résultats sont plus nets quand on dispose aux points d'embranchement des boîtes cubiques ayant leurs faces normales à l'axe des tubes. L'excitateur, de formes diverses, est enfermé dans une boîte métallique, sur laquelle est ajustée l'une des extrémités du tube. L'indicateur d'ondes, qui est un cohéreur, est enfermé dans une boîte semblable.

Les longueurs d'onde mesurées ne dépendent ni de l'excitateur, ni de la longueur totale du tube à interférences, ni du cohéreur. Il faut en conclure qu'on observe seulement les ondes dont la longueur est dans un rapport déterminé avec les dimensions transversales du tube.

Le tube en **U** joue le rôle de polariseur : il ne laisse passer que la composante des vibrations parallèle au plan déterminé par les axes des branches. Cette propriété permet de trouver la direction des vibrations émises par un excitateur donné.

Dans les expériences faites avec le tube en **T**, la différence entre les maxima et les minima observés pour les divers tirages de la branche latérale est plus petite que dans les expériences faites avec le tube en **U**.

Si, au lieu de faire réfléchir les ondes sur le fond de la branche latérale, on les fait réfléchir sur une lame métallique placée dans l'air à quelque distance de l'extrémité de cette branche, on trouve des longueurs d'onde plus petites, ce qui est assez singulier.

Mesure des pouvoirs inducteurs. — Le tube à interférences est susceptible de servir à la mesure des pouvoirs inducteurs avec trois dispositifs différents :

1° Le diélectrique liquide est versé dans une cuve de verre à faces parallèles : la cuve est disposée normalement à l'axe du tube latéral (dont le fond est enlevé). On mesure la longueur d'onde dans le liquide en déplaçant une lame métallique qui réfléchit les rayons et mesurant le déplacement, entre deux positions qui correspondent à un maximum ;

2° On mesure le déplacement des maxima et des minima provoqué par l'introduction du diélectrique (solide ou liquide) dans la région où se forment les ondes stationnaires;

3° Le tube en T est disposé verticalement, la branche latérale dirigée vers le bas. Sur l'extrémité du tube à tirage, on soude un bord relevé ayant exactement le diamètre du tube extérieur : on forme ainsi un récipient qui reçoit le liquide et qui se déplace en même temps que le tirage : on mesure le déplacement des maxima et minima déterminé par l'introduction de l'isolant.

M. L.

E. GERCKE. — Ueber den Geschwindigkeitsverlust, welchen die Kathodenstrahlen bei der Reflexion erleiden (Sur la perte de vitesse qu'éprouvent les rayons cathodiques dans la réflexion). — P. 81-93.

La déviation qu'imprime à un faisceau de rayons cathodiques un champ magnétique est en raison inverse de la vitesse de ces rayons. Un tube porte deux cathodes identiques reliées à une machine à influence. Le faisceau issu de l'une d'elles est reçu directement sur l'écran fluorescent : l'autre parvient sur cet écran après réflexion sur une lame métallique. En faisant agir le même champ magnétique sur les deux faisceaux, on constate que le faisceau réfléchi est plus dévié.

M. L.

E. GOLDSTEIN. — Ueber den Einfluss der Lichtbrechung auf Beobachtungen an Geissler'schen Rohren (Influence de la réfraction sur les apparences lumineuses observées dans les tubes de Geissler). — P. 94-102.

Selon les circonstances, la limite de la région luminescente dans un tube à décharges semble se dessiner nettement ou sur la paroi intérieure ou sur la paroi extérieure. Dans le premier cas, ce sont les particules de gaz qui sont luminescentes; dans le second, c'est la paroi de verre elle-même.

Cette dernière apparence est le résultat d'une illusion d'optique dont l'explication qualitative a été donnée par Helmholtz : or il est possible même de définir les conditions dans lesquelles elle se produit. Le rayon intérieur au verre qui correspond au rayon tangent à

la surface extérieure peut, ou bien être tangent à la surface intérieure, ou couper cette surface, ou ne pas la rencontrer.

Si ρ est le rayon intérieur du tube, d l'épaisseur du verre, x l'angle de réflexion totale, le premier cas se présentera quand :

$$\sin x = \frac{1}{n} = \frac{\rho}{\rho + d}.$$

ou

$$d = (n - 1)\rho.$$

Si d est inférieur à cette limite, le rayon lumineux tangent à la paroi intérieure ne peut plus émerger, mais subit la réflexion totale. Il existe, d'ailleurs, toujours un rayon, issu d'un autre point, qui émerge sous l'angle limite. La luminescence paraît alors limitée sur la paroi extérieure ; il en sera ainsi tant que :

$$d \leqq \rho (n - 1).$$

Si l'épaisseur du verre est plus grande que $(n - 1)$, tous les rayons émergent et l'œil croit apercevoir la limite de la luminescence dans la direction du rayon émergent, c'est-à-dire dans une région située entre les deux parois.

Toutes les observations s'accordent avec cette explication. Un tube dont la lumière est 11 millimètres a une épaisseur de $2^{mm},5$ à l'une des extrémités, de 6 millimètres à l'autre. Si on prend pour cathode l'électrode qui se trouve sur l'extrémité mince, la luminescence paraît sur la paroi extérieure ; si on prend l'autre, le contour de la tache paraît être dans l'épaisseur du verre.

Le calcul montre aisément que la luminescence due au gaz même ne peut jamais apparaître sur la paroi extérieure : il faudrait que l'indice du gaz fût plus grand que celui de l'air extérieur.

Cette circonstance permet de reconnaître aisément les rayons-canal. Les rayons-canal provoquent, toutes les fois qu'ils frappent un composé du sodium, une luminescence jaune d'or à la surface de la substance : mais cette luminescence se produit sur le sodium gazeux. Aussi elle semble toujours localisée sur la surface intérieure du tube, ce qui la distingue de la luminescence provoquée par les rayons cathodiques. Dans des conditions convenables, on peut donc séparer la luminescence du sodium et celle du verre et se rendre compte que cette dernière est beaucoup moins intense quand il s'agit des rayons-canal.

M. L.

L. MANDESLTAM. — Bestimmung der Schwingungsdaner der oscillatorischen Entladung (Détermination de la période de la décharge oscillatoire d'un condensateur). — P. 123-149.

Sur le circuit principal de décharge est branché un circuit dérivé, qui se partage en deux branches. Ce circuit dérivé peut être installé de deux manières. Ou bien la portion simple renferme une self-induction, l'une des branches de la dérivation une self-induction et l'autre une résistance sans induction ; ou bien la portion simple est sans self-induction et une des branches contient un condensateur et l'autre une résistance sans induction. Dans chacune des branches de la dérivation est intercalé un fil fin, renfermé dans une ampoule de verre. Les deux ampoules communiquent par un tube étroit dans lequel on a introduit un index liquide très mobile. L'ensemble des deux ampoules constitue ainsi un thermomètre différentiel. On règle la résistance sans induction de manière que le thermomètre reste au zéro quand on fait passer la décharge. Les quantités de chaleur dégagées dans les deux fils sont alors égales ; la valeur moyenne de $i_1^2 - i_2^2$ est nulle ; il est possible de calculer d'après cette condition la période en fonction des caractéristiques du circuit.

Si le courant de décharge n'est pas simplement sinusoïdal, mais renferme des harmoniques, l'un et l'autre dispositif donnent des valeurs trop faibles de la période. Dans le cas où, seul, le premier harmonique a une amplitude notable, l'emploi simultané des deux méthodes permet de déterminer le rapport de cette amplitude à celle de l'oscillation fondamentale.

Le calcul suppose que les courants sont quasi stationnaires, c'est-à-dire que l'intensité a la même phase dans tout le circuit : il ne faut donc pas que la longueur du circuit atteigne une fraction notable de la longueur d'onde des oscillations.

L. M.

F. BRAUN. — Ueber die Erregung stehender elektrischer Drahtwellen durch Entladung von Kondensatoren (Production d'ondes électriques stationnaires dans les fils au moyen de la décharge des condensateurs). — P. 199-212.

Dans la télégraphie sans fil, on produit des ondes stationnaires dans un circuit ouvert au moyen d'un autre circuit qui est fermé

(au sens géométrique). M. Braun a indiqué deux dispositifs à cet usage :

1° Faire agir par induction sur le circuit ouvert (antenne et ses connexions) le circuit fermé dans lequel passe la décharge d'un condensateur;

2° Relier l'antenne métalliquement à un point du circuit de décharge.

En outre, on peut combiner de différentes manières ces deux dispositifs fondamentaux en associant plusieurs circuits en série ou en dérivation.

M. Braun étudie théoriquement le cas où deux points du circuit des condensateurs sont reliés à des appendices isolés tous deux, ou l'un en communication avec le sol et l'autre isolé.

Il suppose que dans le circuit fermé les courants sont quasi stationnaires, c'est-à-dire qu'on peut regarder l'intensité comme indépendante des coordonnées et dépendant seulement du temps. En général, il n'en saurait être de même dans le circuit ouvert.

S'il n'y a pas de capacité notable aux points d'attache, l'intensité du courant qui entre par l'un des appendices est égale à celle du courant qui sort par l'autre. C'est la condition pour que les courants soient quasi stationnaires. Elle est évidemment satisfaite quand les appendices sont symétriques.

Si ces deux intensités i_1 et i_2 sont différentes, il faut que les intensités I_1 et I_2 dans les deux portions du circuit fermé soient différentes aussi.

D'autre part, même quand I_1 diffère de I_2, on peut s'arranger de manière que $i_1 = - i_2$: il suffit (et ce n'est pas le seul moyen) que dans les deux appendices ou dans l'un d'eux on superpose un courant quasi stationnaire dont l'intensité soit i_1.

Alors i_2 s'annule nécessairement en même temps que i_1 : si donc on veut obtenir un courant dans un appendice, il faut employer un second appendice. S'il y a deux appendices symétriques et qu'on intercale dans l'un une corde mouillée, l'intensité devient pratiquement nulle dans les deux.

Le calcul montre que les oscillations dans les appendices ont la même période et le même décrément que les oscillations dans le circuit fermé : le cas échéant, on aura aussi dans ces appendices les oscillations propres avec leur décrément particulier.

M. Braun a vérifié les conséquences de sa théorie par l'expérience.

Il mesure l'intensité des courants dans un conducteur par un thermomètre de Riess intercalé sur ce conducteur.

On peut, sans changer les phénomènes, remplacer l'un des appendices, en tout ou en partie, par une capacité convenablement choisie. Une prise de terre joue un rôle analogue à celui d'une capacité; mais l'effet dépend beaucoup de la grandeur des plaques et du degré de conductibilité du sol. Les expériences ne permettent pas de décider si la mise au sol augmente l'intensité des oscillations dans l'antenne.

M. L.

K. WILDERMUTH. — Ueber die Absorption elektrischer Schwingungen in Flüssigkeiten (Absorption des ondes électriques dans les liquides). — P. 212-227.

Deux fils parallèles traversent une éprouvette verticale contenant le liquide étudié. A l'entrée dans l'éprouvette, ces deux fils sont réunis par un pont B_1 ; à la surface libre du liquide, on peut également placer un pont B_2 ; mais la réflexion à la surface de séparation du liquide et de l'air est suffisamment intense pour que l'emploi de ce deuxième pont ne soit pas nécessaire. Les ondes arrivant dans les fils en B_1 en sortent par B_2, soit directement, soit après plusieurs réflexions successives entre B_1 et B_2, puis arrivent à l'indicateur, élément thermoélectrique relié à un galvanomètre.

Résultats. — $T = 21.10^{-10}$. — L'eau distillée, les dissolutions de sel marin et de sulfate de cuivre exercent sur les ondes de cette période l'absorption normale, c'est-à-dire celle qui résulte de leur conductibilité : l'absorption exercée par l'alcool éthylique étendu est proportionnelle à la concentration.

$T = 74.10^{-11}$. — L'absorption de l'eau et des dissolutions de sel marin ou de sulfate de cuivre est anomale : aux faibles concentrations, l'absorption de la dissolution de sel marin est égale à la somme de l'absorption due à la conductibilité et de l'absorption anomale du dissolvant : aux grandes concentrations, elle est plus petite que cette somme. L'absorption de l'alcool éthylique et propylique croît rapidement quand la période diminue ; celle de l'alcool isobutylique varie peu.

M. L.

A. HEYDWEILLER. — Ueber Selbstelektrisirung des menschlichen Körpers (Electrisation spontanée du corps humain). — P. 227-230.

Les contractions ou extensions musculaires produisent une électrisation de certaines régions du corps : les charges ainsi produites peuvent persister assez longtemps, ce qui semble indiquer que le corps humain n'est pas aussi bon conducteur qu'on l'admet d'ordinaire. Ces charges électriques peuvent occasionner des perturbations dans les expériences électrométriques.

M. LAMOTTE.

H. HAGA. — Ueber den Klinkerfuesschen Versuch (Sur l'expérience de Klinkerfuess). — *Physikalische Zeitschrift*, t. III, p. 191-195 ; *Archives néerlandaises*, septembre 1901.

En 1870, Klinkerfuess [1] avait cru manifester un déplacement des raies d'absorption du brome par rapport aux raies D, sous l'influence du mouvement de la terre, dans les conditions suivantes : La lumière émise, dans la direction Sud-Nord, par une lampe dont la mèche était imprégnée d'un sel de soude, était renvoyée, à l'aide d'un prisme à réflexion totale, dans la direction Est-Ouest, à travers un tube rempli de vapeur de brome. Suivant que l'on observait à midi ou à minuit, la propagation de la lumière à travers la vapeur de brome s'effectuait en sens contraire du mouvement de la terre ou dans le même sens, et il en résultait le déplacement relatif des raies indiqué ci-dessus.

En répétant cette expérience avec un appareil perfectionné, M. Haga n'a obtenu que des résultats purement négatifs. Il pouvait évaluer le millième de l'espacement des deux raies D. Trois raies du brome, comprises dans l'intervalle des raies D, n'ont manifesté par rapport à ces dernières aucun déplacement mesurable, que l'on opérât soit à midi, soit à minuit, et que le tube à absorption fût parcouru dans un sens ou en sens inverse.

E. B.

---

[1] KLINKERFUESS, *Nachr. der K. Akad. der Wissench.*, Göttingen, 1420.

A. ARTOM. — Rotazioni elettrostatiche dei dielettrici liquidi (Rotations électrostatiques des diélectriques liquides). — *Atti della R. Acad. delle Scienze di Torino* t. XXXV; 1900.

En 1892, M. Arno'(1) a établi que des cylindres diélectriques solides, placés dans un champ électrostatique tournant, sont entraînés dans le sens de la rotation du champ.

M. Artom répète l'expérience de M. Arno' sous une forme légèrement différente, en constituant le cylindre mobile par un petit seau de paillon d'étain garni extérieurement d'une toile de laiton à mailles très fines, qui dépasse de quelques millimètres le bord supérieur du seau. Quand ce seau conducteur, suspendu par un fil de soie, est vide et qu'on le soumet à l'action du champ tournant, il ne se produit rien; mais, quand on remplit le seau d'un liquide diélectrique, le seau, dont le réseau métallique s'imprègne jusqu'en haut, se met à tourner, avec une vitesse variable suivant la nature du liquide diélectrique employé. M. Artom attribue exclusivement la rotation à l'action du champ sur la mince pellicule liquide soulevée, le long du réseau, en dessus du niveau général dans le seau.

E. B.

S. LUSSANA et P. CARDANI. — Influenza di un dielettrico solido, interposto frà le palline di uno spinterometro, sulla lunghezza della scintilla (Influence d'un diélectrique solide, interposé entre les boules d'un excitateur, sur la longueur de l'étincelle). — *Nuovo Cimento*, 5e série, t. III : février 1902.

Cette influence, déjà signalée par divers physiciens, consiste en un allongement de l'étincelle (dont la longueur peut, dans certains cas, doubler ou tripler) qui se produit de préférence lorsque le diélectrique, verre, ébonite, gomme laque, etc., est en contact avec l'anode, ou dans le voisinage de celle-ci. Cet effet serait tout à fait distinct de celui que produiraient de petits conducteurs isolés substitués au diélectrique. Les auteurs ne se prononcent pas sur la cause probable du phénomène.

E. B.

(1) Voir *J. de Phys.*, 3e série, t. III, p. 371 ; 1894.

TABLE DES MATIÈRES.

SEPTEMBRE 1902.

Tours. — Imprimerie Deslis Frères.

Le Gérant : J. Deslis.

JOURNAL
DE PHYSIQUE
THÉORIQUE ET APPLIQUÉE,

FONDÉ

PAR J.-CH. D'ALMEIDA

ET PUBLIÉ PAR

MM. E. BOUTY, G. LIPPMANN, E. MASCART, A. POTIER,

ET

M. B. BRUNHES, adjoint à la rédaction,

AVEC LA COLLABORATION

D'UN GRAND NOMBRE DE PROFESSEURS ET DE PHYSICIENS.

QUATRIÈME SÉRIE.

TOME I. — OCTOBRE 1902.

PARIS,
AU BUREAU DU JOURNAL DE PHYSIQUE,
11, RUE RATAUD (5e).

Le *Journal de Physique théorique et appliquée* paraît chaque mois et forme par an un volume grand in-8° de 40 à 50 feuilles, avec figures dans le texte. La première série 1872-1881 se vend 200 francs (rare). Les vingt derniers volumes, 1882-1901, se vendent séparément.... 15 fr.

Les abonnements sont annuels et partent de janvier.

Prix pour un an (12 numéros):

France.. 17 fr.
Etranger.. 18 fr.

On s'abonne dans tous les bureaux de poste, au nom de M. Sandoz, rue Rataud, 11. Paris, 5°.

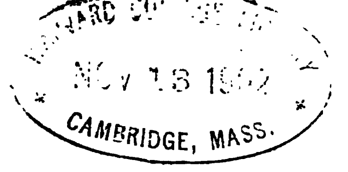
Tout ce qui concerne la rédaction doit être adressé à M. Bouty, rue du Val-de-Grâce, 9. Paris, 5°.

Tout ce qui concerne l'administration doit être adressé à M. Sandoz, rue Rataud, 11. Paris, 5°.

La table générale des trois séries (1872-1901) est en préparation et formera un volume d'environ 350 pages dont le prix est fixé à 10 francs.

AVIS

Désireuse de publier le plus promptement possible des Analyses des Travaux étrangers, la Rédaction prie MM. les Auteurs de vouloir bien lui envoyer désormais deux exemplaires de leurs nouveaux Mémoires.



SUR LA MISE AU FOYER D'UN COLLIMATEUR OU D'UNE LUNETTE AU MOYEN DE LA MESURE D'UNE PARALLAXE;

Par M. G. LIPPMANN [1].

Mettre au point un collimateur, c'est régler le tirage jusqu'à amener la fente dans le plan focal de l'objectif; tout point P de la fente donne alors un point P′ rejeté à l'infini. Si le réglage est incomplet, le point P′ est à une distance finie L de l'observateur. Le problème est donc ramené à celui-ci : mesurer la distance L de l'observateur à un point P′ éloigné et inaccessible.

Supposons que l'observateur, après avoir visé le point P′, se déplace d'une certaine longueur d perpendiculairement à la ligne de visée et qu'il vise de nouveau P′. Si les deux lignes de visée sont parallèles, P′ est à l'infini ; si, au contraire, ces deux lignes font entre elles un angle α, P′ est à une distance L telle que :

$$\alpha = \frac{d}{L};$$

α n'est autre que l'angle sous lequel le déplacement d est vu du point P′ ; il est ce que les astronomes appellent une *parallaxe*.

Pour faire l'expérience, on vise le point P′ au travers d'une lunette auxiliaire O, munie d'un réticule, et l'on amène l'image de P′ sur ce réticule. Puis on déplace la lunette parallèlement à elle-même d'un nombre de centimètres d qu'il est facile de mesurer. On vise de nouveau : si l'image de P′ est restée sur le réticule, c'est que P′ est à l'infini. Sinon, on modifie le tirage du collimateur jusqu'à ce que le déplacement d ne détruise plus la coïncidence.

La précision du résultat dépend principalement de la puissance de la lunette auxiliaire O. Supposons, par exemple, cette lunette telle que tout déplacement égal à 0″,1 soit encore visible.

Si le déplacement paraît nul, c'est que α est moindre que 0″,1. Supposons $d = 5$ centimètres. On a donc :

$$\frac{d}{L} < 0'',1 \text{ ;} \qquad \text{d'où} \qquad L > \frac{5^{cm}}{0'',1},$$

c'est-à-dire :

$$L > 100^{km}.$$

[1] Communication faite à la Société française de physique : Séance du 17 janvier 1902.

La sensibilité de la méthode croît rapidement, plus que proportionnellement, avec les dimensions de la lunette auxiliaire O. Car, d'une part, la puissance de cette lunette croît avec ses dimensions; d'autre part, le déplacement *d* croît avec le diamètre de l'objectif de O : les deux objectifs devant rester en regard, *d* est au plus égal à la différence des diamètres des deux objectifs. L'objectif du collimateur à régler fonctionne à pleine ouverture, c'est-à-dire dans les meilleures conditions possibles. Quant à l'objectif auxiliaire O, il n'est pas nécessaire qu'il soit parfait, mais seulement que les deux parties marginales symétriques que l'on utilise successivement aient le même foyer : il suffit, en d'autres termes, qu'il soit symétrique et de révolution.

Une lunette se règle comme un collimateur, en éclairant la croisée des fils de manière à la faire fonctionner comme collimateur. On peut communiquer le déplacement *d*, soit au collimateur à régler, soit à la lunette auxiliaire; il est seulement nécessaire que ce déplacement soit bien parallèle.

J'ai utilisé, pour faire l'expérience, le chariot d'une machine à diviser dont la glissière, vérifiée [1], a paru parfaitement rectiligne.

MÉTHODE POUR VÉRIFIER SI UNE GLISSIÈRE OU UNE RÈGLE SONT RECTILIGNES;

Par M. G. LIPPMANN [2].

Un chariot mobile est guidé par la glissière ou par la règle à vérifier. On déplace le chariot d'une quantité arbitraire : il s'agit de savoir si le chariot est resté parallèle à lui-même.

Pour s'en assurer, on se sert de deux lunettes à réticules M et F placées conaxialement : c'est-à-dire que le réticule de M fait son image sur celui de F. Les deux lunettes sont à peu près parallèles à la glissière; M est portée par le chariot et F est fixe. Cela posé, on

(1) Il est prudent de vérifier la glissière et de s'assurer qu'elle est bien rectiligne (Voir la Note suivante).

Lorsque, sans déplacer le collimateur, on interpose sur le trajet des rayons une lame à faces parallèles que l'on incline sur le faisceau, on produit optiquement un déplacement parallèle du point P'. Le déplacement de l'image qui en résulte, vu dans la lunette auxiliaire, est un effet de parallaxe qui ne s'annule que quand P' est à l'infini. Voir *J. de Phys.*, 3e série, t. VIII, p. 594; 1899.

(2) Communication faite à la Société française de physique Séance: du 17 janvier 1902.

déplace le chariot; si l'image de l'un des réticules demeure sur l'autre, la glissière est parfaite.

En ce cas, en effet, les lunettes sont restées conaxiales : l'axe de M est resté parallèle à l'axe de F, qui est fixe. Il est bon de remarquer que deux lunettes réglées à l'infini sont conaxiales lorsque leurs axes sont parallèles. Il n'est pas nécessaire qu'ils soient sur le prolongement l'un de l'autre; cette condition, qui n'est jamais exactement réalisée, serait superflue. Il n'est pas nécessaire, pour la même raison, que les lunettes M et F soient exactement parallèles à la glissière. Il est seulement préférable, au point de vue de la qualité des images, que le parallélisme soit suffisant pour que les deux objectifs demeurent approximativement centrés.

MAGNÉTOSTRICTION DES ACIERS-NICKELS;

Par MM. H. NAGAOKA et K. HONDA (1).

L'emploi croissant des aciers-nickels à la construction des instruments de précision, dû à la faible dilatabilité thermique de certains d'entre eux, rendait très désirable une détermination des changements de dimension qu'éprouvent ces alliages sous l'action d'un champ magnétique. Grâce à l'obligeance de M. L. Dumas et de M. Ch.-Éd. Guillaume, nous avons pu entreprendre cette étude sur divers alliages préparés dans les aciéries de la Société de Commentry-Fourchambault et Decazeville, et qu'ils ont bienvoulu mettre à notre disposition.

On pourrait penser que la magnétostriction des alliages de fer et de nickel suit la loi des mélanges; mais, comme on le verra, aucune relation de ce genre ne semble exister. Il est intéressant de noter dès maintenant que les alliages possédant la plus faible dilatabilité thermique éprouvent, dans un même champ magnétique, des variations de longueur très supérieures à celles que subit le fer; quant à la variation de volume, elle est, de beaucoup, la plus grande qui ait été observée dans les corps ferro-magnétiques.

Les échantillons à examiner consistaient en ellipsoïdes (grand axe

(1) Communication faite à la Société française de Physique : Séance du 21 mars 1902.

200 millimètres, petit axe 10 millimètres, volume $10^{cm^3},45$, ou en fils de divers diamètres.

Les constantes de la bobine étaient les suivantes : longueur, 30 centimètres ; diamètre, $3^{cm},2$; résistance $0^{ohm},56$; $4\pi n = 379,7$. La bobine était enfermée dans un vase à doubles parois à circulation d'eau : l'échauffement par le courant était d'ailleurs extrêmement faible en raison de la faible résistance de la bobine, excepté pour des champs supérieurs à 1000 gauss.

Variations de longueur. — Pour mesurer les faibles variations de longueur dues à l'aimantation, nous avons employé, comme dans des recherches antérieures, un appareil consistant en un levier optique d'une construction particulière, pourvu d'un petit prisme rectangle réfléchissant l'image d'un fil de verre fixé à la fente d'un collimateur.

La fente, placée au foyer principal de la lentille de collimation, était observée à l'aide d'une lentille à long foyer ($f = 66^{cm},95$) ; l'image du fil était examinée à l'aide d'un oculaire à échelle micrométrique en dixièmes de millimètre. Une division de l'échelle correspondait généralement à une variation de longueur du fil égale à $0^{\mu},00435$. L'emploi d'un micromètre à fils permettrait d'augmenter encore la précision.

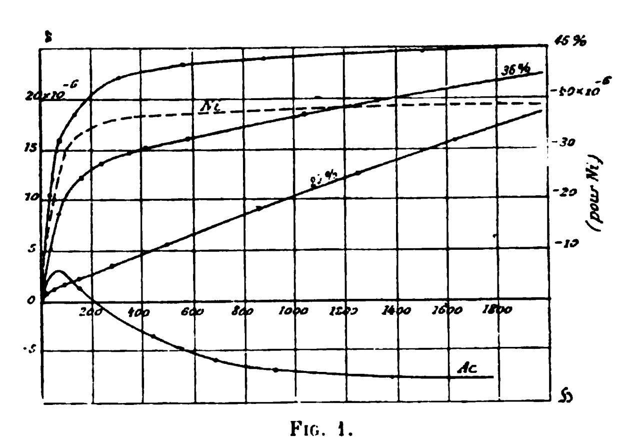


Fig. 1.

Les résultats des mesures sur des aciers-nickels contenant respectivement 46 0/0, 36 0/0 et 29 0/0 de nickel sont indiqués dans la *fig.* 1. L'alliage à 46 0/0 éprouve les variations les plus grandes dans les champs faibles, mais s'approche rapidement d'une valeur limite. Les autres alliages ont une marche initiale moins rapide,

mais semblent devoir varier plus que le premier dans des champs très intenses.

Les courbes, *fig.* 2, montrent que l'intensité de l'aimantation atteint rapidement une valeur limite pour les trois alliages, dont la susceptibilité suit l'ordre des teneurs. Avec l'alliage à 25 0/0, qui est très faiblement magnétique, nous n'avons pas pu constater le moindre changement qui soit d'un ordre de grandeur mesurable avec notre appareil.

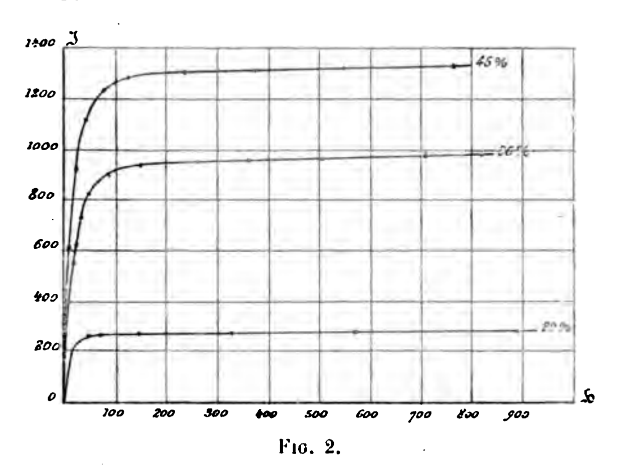


Fig. 2.

L'allure du changement présente un contraste singulier avec celui qui a été observé dans le fer ou le nickel. Comme on sait, le nickel se contracte dans le champ, tandis que le fer, après s'être faiblement allongé dans les champs peu intenses, se contracte lorsque l'intensité du champ augmente. Les plus fortes variations trouvées pour le fer sont environ quatre fois moindres que celles du nickel (¹).

Les variations trouvées dans l'acier au nickel sont d'un ordre de grandeur comparable à celles du nickel, et présentent une allure semblable, mais de signe inverse. Pour les champs très faibles, les variations sont de même sens que celles du fer, tandis que, pour les champs intenses, elles sont de signe contraire à celles qu'éprouvent les deux composants de l'alliage.

Pour faciliter la comparaison, nous avons reporté dans les diagrammes les variations observées pour des ellipsoïdes de nickel et

(¹) H. Nagaoka, *La Magnétostriction*. Rapports présentés au Congrès de Physique de 1900, t. II, p. 536.

d'acier de mêmes dimensions que celles de nos ellipsoïdes d'acier-nickel.

Les variations dans des fils d'acier-nickel recuit sont semblables à celles observées dans des ellipsoïdes de même teneur approximative, bien que l'aimantation ne soit pas tout à fait uniforme, en raison de leur forme géométrique.

Nous avons fait des mesures particulières des variations dans des champs faibles, à cause de l'importance du problème métrologique mentionné au début de cette note. Nous avons trouvé que les variations seraient inférieures à $0^{\mu},1$ par mètre pour des champs de même ordre que le champ terrestre, et pour les alliages de 36 et de 46 0/0 de nickel ; il semble donc que la magnétostriction est actuellement sans importance pour l'emploi pratique des aciers-nickels en métrologie.

Variations de volume. — L'ellipsoïde à étudier était enfermé dans un réservoir cylindrique en verre fermé à la lampe à une extrémité, et muni à l'autre d'un tube de $0^{mm},4$ de diamètre intérieur ; l'ellipsoïde était centré par deux bagues de laiton ajustées dans le réservoir. Ce dernier, rempli d'eau distillée, était placé dans la bobine ; on mesurait, à l'aide d'un microscope, les mouvements du liquide dans le tube capillaire.

Tous les aciers-nickels magnétiques présentent une forte variation de volume, comparée à celle du fer ou du nickel.

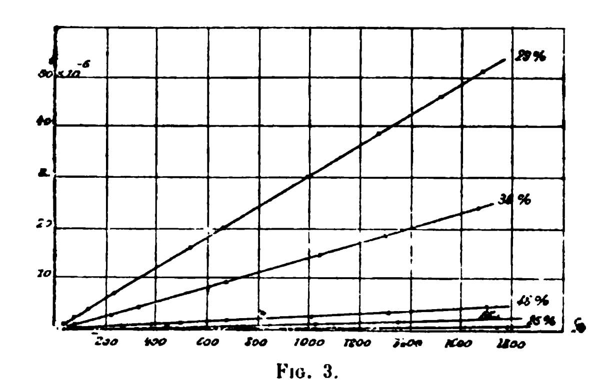


Fig. 3.

Le changement, représenté dans la *fig.* 3, est sensiblement proportionnel au champ. Avec l'alliage à 29 0/0 de nickel, le mouvement du liquide était d'environ 5 millimètres, de telle sorte que le change-

ment pouvait être suivi à l'œil nu. C'est là probablement le plus grand accroissement de volume par aimantation qui ait jamais été observé. Même avec l'alliage à 25 0/0, le changement de volume est encore appréciable, bien que la variation de longueur n'ait pas pu être observée d'une manière certaine. Nous pouvons donc supposer que le maximum de variation sera fourni par un alliage contenant un peu plus de 25 0/0, peut-être l'alliage à 29 0/0 lui-même.

Il est donc maintenant hors de doute que l'aimantation produit des variations de volume, contrairement à ce qu'avait montré la première expérience de Joule. Il semble d'ailleurs peu probable que la variation puisse être attribuée au défaut d'homogénéité du matériel employé, comme le pense M. Rhoads.

La dilatation thermique ne paraît pas intervenir dans les changements de longueur produits par l'aimantation, puisque l'alliage le moins dilatable montre des variations de longueur et de volume sensibles.

Effet Wiedemann. — La torsion produite par l'action combinée d'un champ magnétisant longitudinal et d'un champ circulaire, phénomène découvert dans le fer par Wiedemann, a été mesurée dans nos fils placés verticalement dans la bobine, et parcourus par un courant d'intensité mesurée. Le fil était assez court (21 centimètres) pour que, dans la partie de la bobine utilisée, le champ pût être considéré comme uniforme.

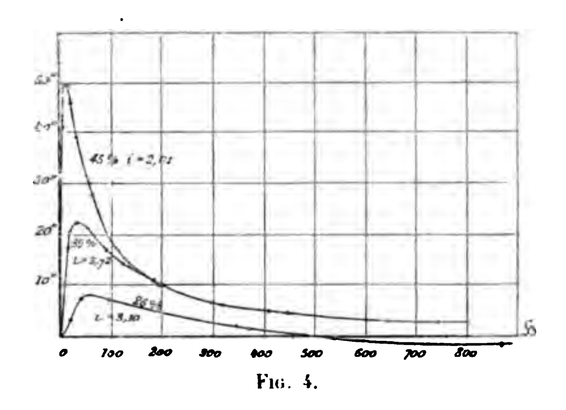


Fig. 4.

La torsion était mesurée à l'aide d'un petit miroir fixé à l'extrémité inférieure du fil. La *fig.* 4 contient les résultats des expériences. On voit que, pour les trois échantillons étudiés, la torsion, pour un

courant longitudinal déterminé, croît d'abord rapidement avec le champ, passe par un maximum et décroît ensuite lentement. On voit même que, pour un échantillon, la courbe descend, pour des champs intenses, au-dessous de l'axe des abscisses. Nous n'avons pas trouvé de relation bien nette entre la teneur en nickel et l'intensité du phénomène, qui semble dépendre à la fois du champ magnétisant et du courant longitudinal.

Le sens du phénomène est le même que pour le fer, c'est-à-dire que, le pôle nord étant à l'extrémité inférieure du fil, et le courant étant dirigé de haut en bas, la torsion, vue d'en haut, est en sens contraire du mouvement des aiguilles d'une montre.

Relations réciproques. — Les relations réciproques entre les effets des tensions sur l'état magnétique et les contraintes dues à l'aimantation, constituent l'une des caractéristiques essentielles de la magnétostriction dans le fer, le nickel et le cobalt. Les aciers-nickels que nous avons examinés ne constituent pas une exception à cette règle générale.

Lorsqu'on charge des fils d'acier-nickel, on ne constate aucun maximum correspondant au point critique observé par Villari dans le fer.

Conclusion. — Nous pourrons conclure de nos expériences que le caractère de la magnétostriction dans les corps ferro-magnétiques existe aussi dans les aciers-nickels, la différence consistant seulement dans l'amplitude et l'allure des changements, qui dépendent du matériel étudié. Les expériences décrites ci-dessus pourront contribuer, dans une certaine mesure, à nous faire connaître la nature intime des alliages dans lesquels le fer et le nickel se trouvent réunis.

[*Addition.* — Les expériences faites par l'un de nous (Honda) avec la collaboration de M. Shimizu ont montré que les variations de longueur sous l'action du magnétisme, dans des fils d'acier-nickel sous tension, diminuent à mesure que la charge augmente.

Pour des charges telles que l'on approche de la limite élastique, on observe une contraction dans les champs faibles et un allongement dans les champs intenses. Le caractère de ces variations est semblable à celui que l'on constate dans le cobalt.]

REMARQUES SUR LE TRAVAIL DE MM. NAGAOKA ET HONDA;

Par M. Ch.-Éd. GUILLAUME[1].

Les recherches de MM. Nagaoka et Honda sur la magnétostriction donnent lieu à deux genres de remarques : les unes se rapportent aux mesures elles-mêmes, les autres aux conclusions que leurs résultats permettent de tirer, relativement à la théorie des aciers-nickels.

On pourrait d'abord se demander si les phénomènes thermiques n'ont pas pu troubler considérablement les mesures des très petits allongements produits par le magnétisme. Indépendamment de la chaleur développée dans la bobine, et que les auteurs indiquent comme étant très faible, et compensée par l'enveloppe d'eau, on pourrait penser que le simple fait de la variation du champ a pu produire un changement de la température des barreaux, conformément aux indications que donne le principe de Carnot appliqué aux variations d'aimantation d'un corps dans la région des températures où la susceptibilité est rapidement variable. Le sens de la variation dans les aciers-nickels à la température ordinaire est tel que l'action positive du champ devrait être d'échauffer l'échantillon, et de produire, par conséquent, une dilatation thermique. C'est bien, en effet, le sens des variations de longueur observées dans les fils; mais, si telle était la cause des allongements observés, les variations de l'alliage à 29 0/0, assez fortement dilatable, et placé, aux températures ordinaires, dans la région de rapide variation du magnétisme, devraient être beaucoup plus grandes que celles de l'alliage à 36 0/0, dont la dilatation est presque nulle, et dont les variations magnétiques à la température ordinaire ne sont pas très rapides.

Les variations du volume ayant été observées dans un thermomètre à eau, on pourrait être tenté de croire que les mouvements du ménisque sont dus en partie à la dilatation du liquide. Mais les changements observés correspondraient, à la température ordinaire, à des variations de la température de l'ordre de *un demi-degré*, et il est bien inadmissible que ces variations eussent échappé à des obser-

---

(1) Communication faite à la Société française de Physique : Séance du 21 mars 1902.

vateurs attentifs. D'ailleurs, l'élévation de la température de l'eau devrait être graduelle, d'autant plus que les alliages en question sont très mauvais conducteurs, et on aurait dû observer, après l'établissement du champ, un mouvement lent du ménisque, bientôt suivi d'un lent recul produit par la dissipation de la chaleur. Les résultats de chaque mesure seraient alors distribués irrégulièrement, et non avec la parfaite régularité que montrent les courbes expérimentales de MM. Nagaoka et Honda.

On conclura de ces remarques que les phénomènes purement thermiques n'ont dû intervenir que pour une proportion insignifiante dans les résultats énoncés par MM. Nagaoka et Honda, et que les changements observés sont dus pratiquement en entier à la magnétostriction.

L'étude de ce phénomène semblait devoir résoudre la question encore très débattue de la théorie des ferro-nickels.

Au début de mes recherches sur les anomalies de ces alliages, j'avais émis l'hypothèse d'un état d'équilibre chimique, fonction de la température, et caractérisé par l'existence d'un mélange, en proportions variables, d'une combinaison de fer et de nickel avec du fer et du nickel isolés. Les faibles dilatabilités auraient trouvé alors leur explication dans la dissociation graduelle, sensiblement réversible. de la combinaison, produite avec une augmentation du volume moléculaire moyen.

M. Le Chatelier avait opposé à cette idée l'opinion que toutes les anomalies observées trouveraient probablement leur explication dans les transformations individuelles du fer et du nickel, dont le passage à l'état magnétique est très fortement retardé par la présence d'un autre élément dans le mélange.

Des expériences nombreuses et systématiques de M. Dumas l'ont conduit à admettre que, dans les ferro-nickels à faible teneur en nickel, le magnétisme appartient au fer, et s'élimine peu à peu par abaissement de la région de transformation, lorsque la proportion de nickel augmente. Au contraire, dans les hautes teneurs, le magnétisme appartient au nickel, et s'élimine aussi par abaissement lorsque la proportion de fer augmente. L'irréversibilité des premiers serait due à l'hystérèse magnétique du fer, tandis que la réversibilité des seconds serait une conséquence de l'absence de cette propriété dans le nickel.

Comme les variations individuelles du fer et du nickel dans le

champ magnétique sont de signes contraires au début, et présentent, dans leur ensemble, des différences d'allure considérables, on pouvait penser que l'étude de la magnétostriction permettrait de reconnaître les propriétés magnétiques individuelles du fer et du nickel.

On remarquera, à l'appui de cette opinion, que les changements de volume des ferro-nickels à magnétisme nul, sont inappréciables, d'où l'on conclut que les variations observées dans les autres sont bien dues au magnétisme.

L'inspection des résultats de MM. Nagaoka et Honda est, à première vue, très décevante. Les changements observés ne ressemblent ni à ceux du fer, ni à ceux du nickel, ni à aucun de ceux que donnerait un mélange de ces corps, à l'exception cependant de l'effet Wiedemann, de même nature dans le fer et dans les ferro-nickels réversibles. On pourrait en conclure, à première vue, que M. Dumas s'est laissé induire en erreur par une apparence. Cependant sa théorie est si satisfaisante par d'autres côtés qu'il y a lieu de se demander si les phénomènes observés l'infirment définitivement.

Il suffirait, pour la mettre d'accord avec les nouveaux résultats, d'ajouter aux faits connus une hypothèse qui peut sembler bien naturelle.

J'ai montré autrefois qu'il existe des relations bien nettes entre les variations du magnétisme et les changements du volume des ferro-nickels. Toute augmentation de la susceptibilité magnétique est accompagnée, à température constante, d'une augmentation du volume; ou, si elle est la conséquence d'un abaissement de la température, elle a pour conséquence une diminution de la contraction normale.

Supposons que, dans la région de rapide transformation, l'action du champ magnétique soit de provoquer une augmentation de la susceptibilité magnétique, c'est-à-dire un accroissement de la transformation par rapport à ce qu'elle serait à la température considérée. Alors on devrait observer une augmentation du volume, conformément aux expériences de MM. Nagaoka et Honda.

On pourra donc se rallier, au moins provisoirement, à la conclusion que les expériences de MM. Nagaoka et Honda, sans être, à première vue, favorables aux idées de M. Dumas, n'apportent aucun argument qui leur soit contraire. Mais ces idées ont été combattues récemment par M. Osmond, qui leur oppose d'autres arguments.

Tout en étant parfaitement d'accord avec M. Dumas sur la réalité de la transformation du fer *seul* dans les alliages riches en fer, M. Osmond ne croit pas pouvoir admettre que, dans les alliages riches en nickel, la transformation de ce dernier métal soit seule en jeu. Partant d'une remarque tirée de mes expériences, M. Osmond admet, d'accord avec mon opinion, que les faibles dilatations sont dues à une augmentation interne de volume par abaissement de la température d'un des composants de l'alliage. Mais comme, dans toutes les transformations du fer et du nickel, une seule se produit avec augmentation de volume au refroidissement, celle du fer γ en fer α, il pense que c'est, de préférence, à cette transformation dans l'alliage que devra être attribuée l'anomalie de dilatation des alliages réversibles.

Cependant le croisement des courbes de transformation, mis en évidence par M. Dumas, ne paraît pas discutable, et si, dans les alliages riches en fer, le passage, doué d'hystérèse thermique, du fer γ en fer α produit, à n'en pas douter, l'augmentation visible de volume découverte par Hopkinson et dont j'ai étudié le détail, on ne comprend pas très bien comment cette même transformation pourra s'effectuer sur une autre branche de courbe, qui coupe manifestement la première. M. Osmond convient de la difficulté de cette explication, et il pense que l'on pourrait lui en substituer une autre, dans laquelle on ferait intervenir les transformations d'un composé Ni^2Fe, dont la température de transformation correspondrait au maximum observé pour les réversibles, et s'abaisserait de part et d'autre de ce point, suivant en cela la loi générale, lorsqu'on ajoute à ce composé défini du fer ou du nickel, qui se trouvent, dans l'ensemble, à l'état de solution.

Cette théorie ramènerait, en quelque sorte, à celle que j'avais émise au début. Mais il resterait à prouver qu'il existe bien un composé défini, Ni^2Fe, possédant des propriétés telles que ses transformations, dans une dissolution réciproque, permettent de rendre compte des phénomènes observés sur les aciers-nickels réversibles.

On voit que, sur un point important, la question reste ouverte. Les expériences de M. Dumas nous ont certainement rapprochés de la vraie théorie des alliages de fer et de nickel ; mais l'idée qu'il en tire d'une transformation indépendante du fer seul et du nickel seul, bien que probablement exacte pour une partie des phénomènes, devra encore être modifiée ou complétée pour le reste, soit dans le sens indiqué par M. Osmond, soit dans une autre direction.

Le plus ou moins de validité des diverses théories en présence ne pourra être établi que par de nouvelles recherches, qui se poursuivent activement pour plusieurs des propriétés caractéristiques des aciers au nickel.

L'ÉCLAIRAGE ÉLECTRIQUE PAR LAMPES A INCANDESCENCE A FILAMENTS DE CARBONE ET SUR LE SYSTÈME ÉCONOMISEUR WEISSMANN-WYDTS;

Par M. G. WEISSMANN [1].

On cherche depuis des années déjà à remplacer le filament de carbone des lampes à incandescence électrique par des filaments de composition plus ou moins variée et ne renfermant que peu de carbone ou pas de carbone du tout. Ces filaments nouveaux, quoique travaillés déjà depuis de nombreuses années, semblent être encore à l'étude et n'ont, en tout cas, encore reçu à ce jour aucune consécration pratique.

J'ai cru intéressant personnellement de rechercher s'il n'était pas possible de tirer un meilleur parti de ce vieux filament de carbone que l'on veut tant détrôner, et c'est le résultat de mes études dans cette voie, depuis bientôt cinq ans, que je me propose d'exposer. — Au dernier Congrès international d'Électricité, je faisais déjà ressortir que, s'il n'avait été réalisé aucun progrès, quant au rendement lumineux des lampes à filaments de carbone, cela ne tenait qu'à la nature même de nos systèmes de distribution.

Le désir d'obtenir des canalisations de grande capacité avec le moins de cuivre possible fait tendre, en effet, les concessionnaires à adopter des tensions relativement élevées, généralement 110 volts et souvent même 220 volts. Or, dans les limites des intensités lumineuses courantes, 5, 10 et 16 bougies, cela entraîne à employer forcément des filaments de grande résistance électrique, c'est-à-dire extrêmement fins et très longs.

On a déjà publié de nombreux résultats d'essais sur ces lampes à filaments fins; mais la plupart de ces résultats ont été obtenus sur accumulateurs, et ne sont pas en concordance avec ce que l'on

---

[1] Communication faite à la Société française de Physique, Séance du 21 mars 1902.

observe en pratique. Les courbes de variation d'intensité lumineuse avec la durée obtenue par des essais sur accumulateurs ou sous tension constante, sont tout à fait différentes de celles auxquelles conduisent des essais sur courant de secteur.

Il ne faut pas oublier, en effet, que les élévations brusques de température, provenant des fluctuations à la tension de distribution, représentent l'élément destructif le plus à craindre pour les filaments de carbone, et que, quand on essaye ces filaments sur accumulateurs, on les soustrait à cette action destructive essentielle.

Les filaments fins des lampes courantes de 110 ou 220 volts sont particulièrement sensibles à ces fluctuations, parce qu'ils n'ont pas une masse suffisante pour faire volant de chaleur, et ils sont d'autant plus influencés par ces fluctuations qu'ils sont plus fins.

De nombreux essais m'ont amené à reconnaître :

Que les lampes de 110 volts 16 bougies consommant $3^{w},5$ par bougie Heffner, soit 4 watts par bougie décimale, et fonctionnant sur courant normal de distribution, présentent une baisse moyenne d'intensité lumineuse de

5 0/0 environ après 100 heures,

et de

20 0/0 environ après 300 heures;

Que les lampes de 110 volts 16 bougies consommant $2^{w},5$ par bougie, soit $2^{w},80$ par bougie décimale, baissent de 25 0/0 de leur intensité initiale déjà à cent heures;

Et que les lampes 110 volts 16 bougies de 2 watts par bougie Heffner, soit $2^{w},25$ par bougie décimale, baissent de plus de 50 0/0 après cent heures.

Des essais sur un lot nombreux de bonnes lampes de 220 volts 16 bougies, consommant $3^{w},5$ par bougie Heffner, soit 4 watts par bougie décimale, m'ont fait reconnaître que ces lampes baissent même sous tension constante d'environ 17 0/0, après cent heures seulement de durée.

Enfin, j'ai pu constater qu'à égalité de consommation spécifique, les lampes de 110 volts 10 bougies baissent beaucoup plus rapidement que les lampes de 110 volts 16 bougies, et que les lampes de 5 bougies 110 volts baissent beaucoup plus rapidement que celles de 10 bougies 110 volts.

D'une manière générale, pour des lampes de même tension,

110 volts par exemple, et de même consommation spécifique, $3^{w},5$ par bougie par exemple, la courbe de variation de l'intensité lumineuse avec la durée est d'autant plus mauvaise que l'intensité lumineuse nominale de la lampe est plus faible. Pour des lampes de même tension, 110 volts par exemple, mais d'intensité lumineuse différente, la courbe de variation d'intensité lumineuse ne peut être maintenue sensiblement constante que si les consommations spécifiques sont appropriées à l'intensité lumineuse respective des lampes.

Ainsi, en prenant pour type la courbe moyenne obtenue avec des lampes de 110 volts 16 bougies à $3^{w},5$ par bougie, on n'obtiendra une courbe sensiblement identique avec les lampes de 110 volts d'intensité lumineuse inférieure, 10 et 5 par exemple, qu'à la condition d'augmenter la consommation spécifique jusqu'à :

4 watts par bougie pour les lampes de 110 volts 10 bougies,

et

5 watts par bougie pour les lampes de 110 volts 5 bougies.

On obtient, au contraire, la même courbe pour des lampes de 110 volts d'intensité supérieure, 32, 50, 100 bougies, avec des consommations spécifiques moindres :

3 watts pour les lampes de 110 volts 32 bougies;
$2^{w},5$ pour les lampes de 110 volts 50 bougies;
$1^{w},8$ à 2 watts seulement pour les lampes de 110 volts 100 bougies.

Or il n'y a entre ces divers filaments qu'une seule différence bien saillante, c'est celle des dimensions des filaments; les filaments des lampes de 110 volts de faible intensité sont très fins; ceux de forte intensité sont gros. Il existe donc une relation bien marquée entre le rendement lumineux et le diamètre des filaments, et les chiffres précités indiquent que c'est aux filaments les plus gros que correspond le meilleur rendement.

Il est assez plausible d'admettre à ce sujet l'explication suivante :

Ce qui limite le degré d'incandescence d'un filament de carbone, ce n'est pas la température moyenne, mais bien la température extérieure, car, l'intérieur du filament étant protégé, ce n'est qu'à l'extérieur que peut se produire l'arrachement électrique ou bombardement moléculaire. Le rendement lumineux dépend, au contraire, uniquement de la température moyenne, puisque les filaments rayonnent par leur masse. Or, pour un filament fin, la température moyenne est sensiblement égale à celle de la surface. Pour un fila-

ment gros, la température intérieure est supérieure à la température extérieure, et d'autant plus grande que le filament est plus gros. Donc, à température extérieure égale, c'est-à-dire à égalité de risque de désagrégation, la température moyenne d'un filament gros est supérieure à la température moyenne d'un filament fin; le rendement d'un filament gros doit donc être plus élevé que celui d'un filament fin. M. Elihu Thomson a trouvé que l'âme des gros filaments se transformait en graphite; M. le professeur Weber, dans ses remarquables essais sur l'incandescence, a trouvé une température de 1565 à 1588° pour les filaments fins, et 40° de plus pour des filaments plus gros.

Ces résultats sont évidemment de nature à confirmer l'explication que je viens de hasarder.

Le fait déjà signalé par M. Blondel, que les filaments gros ont, en raison de leur masse, un volant de chaleur qui atténue l'influence des variations de la tension de distribution, est certainement aussi à prendre en sérieuse considération.

Quelle que soit, d'ailleurs, la logique de ces explications ou hypothèses, il est indiscutable que les filaments gros sont plus économiques que les filaments fins. Or pour la tension de 110 volts, généralement adoptée, les lampes d'intensité lumineuse courante, 5, 10, 16 bougies, sont précisément à filaments très fins; le diamètre des filaments de 110 volts 5 bougies est même le maximum de diamètre que l'on puisse obtenir, puisque les lampes de 110 volts d'intensité inférieure à 5 bougies sont irréalisables.

On n'a donc, en réalité, tiré à ce jour du filament de carbone que le maximum de rendement lumineux qu'il est susceptible de fournir sous la tension de 110 volts et non son maximum absolu de rendement lumineux.

Le système économiseur pour courants alternatifs que j'ai imaginé, avec la collaboration de mon excellent maître Blondel, permet d'obtenir des résultats bien meilleurs.

Le principe de ce système est d'abaisser d'une manière convenable et spéciale la tension du courant de distribution (110 ou 220 volts) au lieu même de l'utilisation et d'employer des lampes de tension bien inférieure à celle de distribution, des lampes à gros filaments.

Les lampes du commerce, dites de bas voltage, dont les dimensions du filament sont déterminées par des formules empiriques

spéciales pour chaque constructeur, m'ont en général donné de mauvais résultats.

Il en est tout autrement, cependant, pour des lampes de basse tension établies rationnellement, en prenant pour filament une fraction de filaments de 110 volts déjà consacrés par l'usage.

Le cinquième, toutes choses égales d'ailleurs, d'un filament de 110 volts 100 bougies de $1^{w},8$ à 2 watts par bougie, donne un filament de 22 volts 20 bougies, équivalent comme qualité à celui de 100 bougies dont il a été fractionné.

Le cinquième d'un filament de 110 volts 50 bougies de $2^{w},5$ par bougie donne un excellent filament de 22 volts 10 bougies de $2^{w},5$ par bougie, alors que les lampes de 110 volts 10 bougies correspondantes consommeraient 4 watts par bougie.

Le cinquième d'un filament de 5 bougies 110 volts donne un filament de 1 bougie 22 volts, alors que les lampes de 1 bougie et même celles inférieures à 5 bougies sont irréalisables à 110 volts, etc.

La transformation nécessaire s'obtient en interposant, entre chaque groupe de lampes s'allumant ensemble et l'interrupteur qui commande directement ce groupe de lampes, un tout petit transformateur à circuit magnétique fermé, qui abaisse la tension au degré voulu.

L'interrupteur est sur le primaire du transformateur, de telle sorte que le transformateur fonctionne automatiquement avec le groupe de lampes qu'il alimente, ne travaille jamais à vide et toujours à pleine charge. Le rendement de ces petits transformateurs spéciaux, qui ne mesurent que $10^{cm} \times 10^{cm} \times 5$ centimètres, n'est pas inférieur à 91 0/0 pour le type le moins bon, celui de 30 watts, et atteint 97 0/0 pour le type de 150 watts. Tous ces petits transformateurs étant retirés du circuit en même temps que les lampes qu'ils commandent, il y a lieu de remarquer que toute cause de décalage est évitée.

Plusieurs milliers de lampes ont déjà été installées à Paris sur ce principe par la Société l'Économiseur électrique, et nombre d'entre elles fonctionnent déjà depuis plus de six mois, accusant une économie réelle, qui oscille, par rapport aux lampes de 110 volts, entre 40 et 50 0/0, et de 50 à 60 0/0 par rapport à celles de 220 volts.

L'apparition sur les réseaux de distribution, grâce à ce système, des lampes de 2 bougies ne consommant que 6 watts, et même de lampes de 1 bougie, mérite d'être signalée tout particulièrement.

APPAREIL SIMPLE POUR OBSERVER LES PHÉNOMÈNES DE DIFFRACTION ET D'INTERFÉRENCE;

Par M. G. FOUSSEREAU.

L'appareil que nous allons décrire peut être construit avec les ressources des laboratoires les plus modestes, par les élèves eux-mêmes, et permet de leur montrer, sans réglage compliqué, les principaux phénomènes de diffraction et les franges d'interférence d'Young.

On se procure deux tubes métalliques, chacun de 30 à 35 centimètres de diamètre, rentrant l'un dans l'autre à frottement doux.

A l'extrémité du tube le plus large, on dispose, à l'aide d'un bouchon de liège rentrant à frottement, une plaque métallique transversale dans laquelle on a pratiqué, soit un petit trou central, soit une fente à bords amincis de $0^{cm},02$ à $0^{cm},08$ de largeur. C'est la source lumineuse qu'on peut éclairer, soit par le reflet d'un mur exposé au soleil, soit par un bec de gaz ou par toute autre lumière artificielle.

Dans le tube le plus étroit, on installe, à l'extrémité la plus éloignée de la source, un oculaire de microscope, n° 1 de préférence, et, à 6 à 30 centimètres de cet oculaire, l'écran qui doit donner lieu aux phénomènes de diffraction. Toutes ces pièces peuvent être montées sur des bouchons de liège. On dispose en outre, en plusieurs autres points des deux tubes, trois ou quatre bouchons percés qui servent de diaphragmes pour empêcher les réflexions intervenues sur les parois des tubes.

Avec un trou comme source et un second écran percé d'un très petit trou, on obtient une série d'anneaux dont le centre est blanc ou noir suivant la distance de l'écran à l'oculaire.

Avec un verre extra-mince saupoudré légèrement de lycopode ou de limaille fine, on obtient les anneaux à centre toujours blanc que produisent les petits écrans représentés par les grains de lycopode.

Avec une fente comme source et une seconde fente comme objet, on observe, en dehors de la silhouette de la fente, une série de franges.

On peut aussi observer, au nombre de quatre ou cinq, les franges sombres produites, dans le champ lumineux, par le bord rectiligne d'un écran.

Avec un écran rectangulaire étroit, il se forme, dans l'ombre géométrique, une frange blanche occupant le milieu, et deux ou trois

autres franges, suivant la distance de l'oculaire ; enfin, en dehors de l'ombre, une autre série de franges. Le phénomène est particulièrement beau avec une pointe d'aiguille très fine.

Avec deux fentes étroites de $0^{cm},02$ parallèles, séparées par un intervalle de $0^{cm},08$ à $0^{cm},20$, on peut observer, entre les franges de diffractions particulières à chaque fente, les franges d'interférence d'Young, beaucoup plus fines que les premières.

Ces dernières franges prennent une grande netteté, une largeur sensible et des colorations vives, quand on constitue l'appareil avec deux tubes de 1 mètre de longueur chacun, le système des deux fentes se trouvant placé à l'extrémité du tube le plus étroit, à 1 mètre de l'oculaire.

Le réglage de l'appareil est des plus simples; il s'accomplit par le glissement et la rotation du tube étroit dans le tube large.

J. STARK. — Das Gesetz des Kathodenfalls (La loi de la chute cathodique). *Physik. Zeitschrift*, t. II, p. 88-91 ; 1901.

On appelle chute de potentiel cathodique la différence de potentiel qui existe entre la cathode et un point de la gaine lumineuse négative; elle est dite normale quand la gaine ne recouvre pas la cathode tout entière; elle est anormale quand la cathode est entièrement recouverte. Tous les expérimentateurs ont reconnu que la chute normale K_n est indépendante de l'intensité du courant et de la pression du gaz; ils sont moins d'accord sur la chute anormale K. Quelques-uns pensent qu'elle est une fonction linéaire de l'intensité,

$$K = a + bi.$$

M. Stark indique une formule plus compliquée :

$$K = K_n + \frac{k}{p^m f^{\frac{1}{2}}} (i - \varkappa p^n f)^{\frac{1}{2}},$$

où :

K_n représente la chute de potentiel normale ;
p, la pression du gaz;
i, l'intensité du courant;
f, la surface de base de la gaine ;
k et $\varkappa$, des constantes; m et n, deux nombres très voisins de l'unité.

Conduit à cette formule par des considérations théoriques, l'auteur l'a soumise à de nombreuses vérifications expérimentales : il a opéré sur l'air et employé des électrodes d'aluminium et de platine.

Dans le cas de la chute normale, tant que f est inférieur à la surface f_K de la cathode, la formule précédente se réduit à $K = K_n$. En portant en abscisses les intensités, en ordonnées les valeurs correspondantes de K, on obtient d'abord, quelle que soit la pression du gaz, une même parallèle à l'axe des intensités. Dès que f devient supérieur à f_K, on obtient une parabole ayant la droite précédente pour axe, mais dont le sommet et le paramètre diffèrent suivant la pression du gaz. L'auteur a représenté sur un même diagramme un faisceau de paraboles correspondant à différentes valeurs de la pression; chacune d'elles est déterminée par sept points, ou sept intensités différentes, obtenues en combinant de sept façons distinctes des résistances convenables.

Les points obtenus pour différentes valeurs de la pression, mais pour une même valeur de la résistance du circuit, se rangent sur une droite : en effet, en désignant par : E la force électromotrice de la batterie d'accumulateurs servant de source, r la résistance du circuit extérieure à l'ampoule à gaz, V la différence de potentiel entre les électrodes, on a :

$$ir = E - V.$$

V est évidemment supérieur à K; mais, au moins dans le cas des faibles pressions, $V - K$ est assez petit pour pouvoir être négligé, et l'on a

$$ir = E - K.$$

Cette équation représente bien une droite passant par le point $i = 0$, $K = E$, quelle que soit la valeur de la résistance.

Tous les points obtenus expérimentalement par M. Stark, pour les sept résistances employées, doivent donc se ranger sur un faisceau de sept droites passant par le point $i = 0$, $K = E$. C'est bien ce qu'indiquent les figures publiées.

Les courbes d'égale intensité, obtenues en portant en abscisses les pressions et en ordonnées les valeurs de K correspondant à une même valeur de l'intensité, sont des portions d'hyperboles.

E. Rothé.

J. STARK. — Ueber die Beziehung zwischen Kathodenfall und Stromstärke (Sur le rapport entre la chute cathodique et l'intensité du courant). — *Physik. Zeitschrift*, t. II, p. 271-276, 1901.

Plusieurs expérimentateurs prétendent que la chute cathodique est une fonction linéaire de l'intensité du courant; la contradiction avec les résultats de M. Stark n'est qu'apparente. Elle tient à ce que les mesures de l'intensité n'ont pas été étendues à un assez large intervalle. En général, on n'a pas déterminé les points au voisinage immédiat du sommet de la parabole. Or, dès qu'on s'en éloigne suffisamment, on obtient une portion de courbe qu'on peut facilement, par fausse interpolation, confondre avec une droite. D'après M. Stark, les nombres publiés par les différents expérimentateurs correspondent tous à des branches curvilignes et non à des droites.

E. Rothé.

K. SCHREBER. — Einfluss der Magnetisierung auf die Torsion (Influence de l'aimantation sur la torsion). — *Physik. Zeitschrift*, t. II, p. 18-20; 1901.

A l'occasion d'une publication de M. Stevens (1), parue sous ce titre, l'auteur rappelle un travail de M. Grösser. Ce savant tendait le fil en expérience à l'intérieur d'un solénoïde vertical; le fil portait à sa partie inférieure un barreau magnétique que l'on pouvait faire osciller à distance à l'aide d'un aimant. Il étudiait successivement les oscillations du système sans courant et quand le solénoïde était parcouru par le courant. Il a observé que l'aimantation produit une torsion permanente dont le sens semble indépendant du sens de l'aimantation, et qui est plus grande pour les fils d'acier que pour les fils de fer.

E. Rothé.

S. LUSSANA. — Descrizione di un manometro ad aria compressa utilizzabile a qualunque pressione (Description d'un manomètre à air comprimé utilisable à toute pression). — *Nuovo Cimento*, 4e série, t. XII; 1900.

Sur un bloc de Cailletet, se visse un tube laboratoire en fer formé de trois portions de diamètres intérieurs décroissants. Suivant l'axe

(1) *Physik. Zeitschrift*, t. I, 194; 1900.

est tendu un fil de platine, bien isolé à sa partie supérieure, en communication, par sa partie inférieure, avec le mercure refoulé dans l'appareil. Un dispositif spécial permet de remplir le tube laboratoire d'air à une pression quelconque, variable, par exemple, de 1 à 5 atmosphères, et mesurée par un manomètre à air libre. Un calibrage, antérieur aux mesures, à permis de relier les volumes occupés par la masse d'air dans le tube laboratoire aux résistances de la portion de fil de platine émergée.

Les mesures d'où l'on déduira la pression sont précisément celles des résistances. A la faveur des expériences préliminaires, les résistances permettent de calculer les volumes de l'air ; de la connaissance de la pression initiale et du volume, on déduit la pression actuelle, par l'emploi de la formule de compressibilité. Il faut, bien entendu, tenir compte de la variation de résistance du fil avec la température et la pression.

D'après M. Lussana, l'appareil peut aller jusqu'à 3000 atmosphères au moins. A 1000 atmosphères, la pression est encore évaluée à un dixième d'atmosphère près.

On peut obtenir un manomètre beaucoup plus simple et moins sensible en substituant à l'air, comme corps manométrique, de l'eau ou du mercure. On visse alors sur le bloc de Cailletet un piézomètre dont la partie capillaire contient suivant son axe, un fil de platine dont on mesure la résistance. Si le liquide comprimé est de l'eau, on refoule du mercure; si c'est du mercure, on refoule un liquide isolant. E. B.

K.-R. KOCH. — Relative Schweremessungen. 1. Messungen auf 10 Stationen des Tubinger Meridians (Mesures relatives de l'intensité de la pesanteur. 1. Mesures à dix stations situées sur le méridien de Tubingue). — *Jahreshefte des Vereins fur Vaterl. Naturkunde in Wurttemberg*, 1901.

Ces mesures, entreprises sous le patronage du Ministère de l'Instruction publique du royaume de Wurtemberg, doivent ultérieurement s'étendre à un réseau de 60 stations, réparties régulièrement sur toute l'étendue du territoire wurtembergeois. Le mémoire actuel contient, outre un certain nombre d'indications sur la méthode et les appareils employés par l'auteur, les résultats relatifs à dix stations (1)

(1) Du nord au sud, Bitz, Mössingen, Lustnau, Schönaich, Solitude, Markgröningen, Freundenthal, Brackenheim, Schwaigern et Fürfeld.

réparties à peu près uniformément sur le méridien de Tubingue, à des distances d'environ 20 kilomètres.

La méthode générale est celle des coïncidences. L'auteur a cherché à annuler les erreurs qui proviennent : 1° de l'entraînement du support du pendule ; 2° des variations de température au cours des mesures ; 3° de l'incertitude sur la vraie valeur de la seconde ; enfin, 4° celle qui résulte de l'imperfection de la fixation de l'époque exacte des coïncidences.

1° Pour rendre insensible l'entraînement du support, M. Koch a rendu le plan d'agate, qui supporte le couteau, solidaire d'un mur de fondation sur lequel il est disposé horizontalement. Dans les diverses stations, ce mur de fondation était pris dans une cave, où la température n'éprouvait, au cours d'une journée, que des variations insensibles. On s'assurait que l'entraînement du support était négligeable par une disposition très ingénieuse, consistant à suspendre à ce même support un pendule formé d'un fil, portant un disque poli sur lequel est gravé un quadrillage. Un prisme à réflexion totale renvoie l'image de ce quadrillage dans une lunette munie d'un réticule, ce qui permet de saisir la moindre oscillation du pendule. Celui-ci avait été rendu synchrone des pendules de l'expérience, et devait par conséquent être particulièrement sensible à des mouvements rythmés du support, de période égale à la sienne. Or l'expérience a montré que ce pendule, observé au cours des mesures, n'exécutait pas d'oscillations d'amplitude appréciable ;

2° En ce qui concerne la fixité de la température, il suffira de dire que les observations étaient faites de nuit et dans la saison où la température des caves est sensiblement égale à la température moyenne du lieu. Le pendule était installé assez longtemps d'avance pour que sa température, donnée par un thermomètre à long réservoir occupant toute la hauteur de la cage, fût bien celle de l'enceinte. On n'éclairait les pendules qu'à l'heure des coïncidences à observer et on n'employait pour cela que des lampes à incandescence ayant le minimum d'éclat compatible avec l'exactitude des observations, et dépouillées, par une cuve à alun, de la majeure partie de leurs radiations calorifiques. Une disposition mécanique spéciale permettait d'échanger deux pendules qu'on devait employer successivement aux mesures, sans qu'il fût nécessaire d'ouvrir la cage qui les contenait. Encore a-t-on renoncé pratiquement à faire cet échange au cours d'une même soirée ;

3° Les observations étaient réalisées simultanément à Stuttgard et dans la station en expérience. Une même horloge électrique donnait l'heure aux deux pendules logées dans les caves d'observation ; les réseaux télégraphiques ou téléphoniques de la région étaient utilisés dans ce but ;

4° Enfin, en ce qui concerne l'heure des coïncidences, on n'observait que les coïncidences vraies, sur la verticale. Des expériences préliminaires avaient appris combien de coïncidences ordinaires se produisaient dans l'intervalle de deux de ces coïncidences.

Les observations étaient toutes réduites au niveau de la mer ([1]), et l'on faisait intervenir dans la formule de réduction la densité moyenne des roches constituant le sous-sol. Elles étaient ensuite comparées avec les valeurs g_0, calculées pour la même latitude φ par la formule :

$$g_0 = 978,0\,(1 + 0,005310 \sin^2\varphi).$$

Les différences $g_0 - \gamma_0$ sont positives pour toutes les stations, et comprises entre 0,00010 (Bitz) et 0,00075 (Fürfeld). Elles vont en croissant du nord au sud.

E. B.

Prince B. GALITZIN. — Ueber Seismometrische Beobachtungen (Sur les observations sismométriques). — *Mém. de l'Acad. imp. de St-Pétersbourg*, 1902.

L'auteur reproche aux sismographes en usage de fournir des renseignements à la fois complexes et incomplets. Un mouvement quelconque de l'écorce terrestre en un point donné, à un moment donné, peut être décomposé en trois translations x, y, z, parallèles à trois axes de coordonnées et trois rotations φ, ψ, χ, autour de ces axes ([2]). Le pendule horizontal, dont on fait le plus souvent usage, ne fournit pas isolément une seule de ces composantes, mais son indication dépend essentiellement de plusieurs d'entre elles, comme l'auteur le prouve en cherchant l'équation différentielle la plus générale à laquelle obéit le mouvement d'un tel pendule.

Si l'on considère deux pendules horizontaux installés, l'un dans le méridien, l'autre dans un plan perpendiculaire au méridien, les

([1]) Altitudes comprises entre 188m,5 (Schwaigern) et 873m,2 (Bitz).

([2]) Contrairement à l'ordre de l'alphabet grec, χ se rapporte à la rotation autour de oz, ψ à la rotation autour de oy.

équations différentielles sont :

$$\theta'' + 2\varepsilon\theta' + \frac{1}{l}\{gi_0 - (x'' - g\psi)\}\theta - \frac{1}{l}(y'' + g\varphi) - \chi'' = 0;$$

$$\theta'' + 2\varepsilon\theta' + \frac{1}{l}\{gi_0 - (y'' + g\varphi)\}\theta + \frac{1}{l}(x'' - g\psi) - \chi'' = 0.$$

Dans ces équations, θ représente l'angle de déviation de l'un des pendules à un moment donné, ε le coefficient d'amortissement, l la longueur du pendule, i_0 l'angle, supposé très petit, de l'axe de rotation du pendule et de la verticale dans la position d'équilibre du pendule, g l'accélération de la pesanteur.

Alors même qu'on considérerait la rotation χ comme donnée par un appareil d'une autre espèce, l'emploi simultané des deux pendules horizontaux ne fournirait donc que les combinaisons :

$$x'' - g\psi \qquad \text{et} \qquad y'' + g\varphi.$$

En outre, le prince Galitzin reproche au pendule horizontal d'être un appareil trop délicat et trop compliqué.

Pour déterminer les six composantes du mouvement, l'auteur propose de constituer une station complète, pourvue de six instruments convenablement choisis, dont il fait la théorie. Ce sont :

1. Un appareil pour déterminer la composante verticale z. Cet appareil est essentiellement constitué par une sphère pesante suspendue à un ressort, et guidée de manière à ne pouvoir se déplacer que dans le sens vertical. L'équation différentielle de son mouvement est :

$$u'' + 2\varepsilon u' + n^2 u + g + z'' = 0; \tag{1}$$

u est l'écart par rapport à la position d'équilibre, ε le coefficient d'amortissement, n^2 une constante instrumentale facile à déterminer.

2. Un appareil pour déterminer la rotation autour de l'axe vertical. C'est une sphère mobile autour d'un axe vertical constitué par un fil tendu. Les rotations de la sphère sont mises en évidence par un petit miroir vertical collé à la sphère. L'équation différentielle du mouvement est :

$$\theta'' + 2\varepsilon\theta' + n^2\theta - \chi'' = 0, \tag{2}$$

ε représentant toujours un coefficient d'amortissement, n^2 une constante instrumentale.

3. Deux appareils de Davidson. L'appareil de Davidson est cons-

titué par une sphère pesante munie d'une suspension bifilaire à fils parallèles, mais de longueurs très inégales. Une tige verticale fixée à la sphère et guidée par un trou s'oppose à tout autre mouvement qu'une rotation autour de l'axe vertical. Le premier de ces appareils aura son plan de suspension suivant le méridien, le second suivant un plan perpendiculaire au méridien. Les équations différentielles qui leur conviennent sont :

$$(3)\qquad \theta'' + 2\varepsilon\theta' - n^2\theta - \chi'' = p\varphi$$

$$(4)\qquad \theta'' + 2\varepsilon\theta' + n^2\theta - \chi'' = p\psi$$

ε, coefficient d'amortissement ; n^2 et p, constantes instrumentales.

4. Enfin deux pendules verticaux à suspension bifilaire, les plans de suspension étant le méridien et le plan perpendiculaire. Les équations différentielles sont :

$$(5)\qquad \theta'' + 2\varepsilon\theta' + \frac{g}{l}\,\theta + \frac{1}{l}\,(x'' - g\psi) = 0\,;$$

$$(6)\qquad \theta'' + 2\varepsilon\theta' + \frac{g}{l}\,\theta - \frac{1}{l}\,(y'' + g\varphi) = 0\,;$$

ε, coefficient d'amortissement ; l, longueur du fil de suspension ; g, accélération de la pesanteur.

ε étant déterminé par l'équation (1), χ par l'équation (2), l'équation (3) détermine φ, l'équation (4), ψ. Enfin, φ et ψ étant connus, les équations (5) et (6) déterminent x et y.

Pour vérifier l'ensemble de ces formules, l'auteur propose de faire usage d'une plate-forme mobile autour de deux axes, l'un vertical, l'autre horizontal, et d'un dispositif, fondé sur l'emploi de moteurs électriques, pour communiquer à cette plate-forme des mouvements oscillatoires connus.

E. B.

G. VICENTINI. — Rotazione elettrostatiche (Rotations électrostatiques). — *Atti del R. Ist. Veneto*, t. LXI ; décembre 1901.

M. Quincke [1] a publié, en 1896, des observations de rotations électrostatiques produites dans un champ électrostatique constant. Il obtenait ces rotations en suspendant des lames, sphères ou cylindres de matière isolante entre les armatures d'un condensateur, au sein d'un liquide isolant.

---

1. Voir *J. de Phys.*, 3e série, t. VI, p. 147 ; 1897.

L'auteur a manifesté directement la rotation de liquides diélectriques, placés dans des vases où pénètrent deux électrodes de formes diverses, situées aux extrémités d'un diamètre et en relation avec les pôles d'une machine électrique. Avec des masses de 2 à 3 litres de liquide, la rotation peut être assez rapide pour donner à la surface du liquide la forme de paraboloïde creux caractéristique. La rotation doit être provoquée par une cause mécanique : une fois commencée, elle se continue dans le même sens choisi arbitrairement, avec une vitesse qui dépend à la fois de la nature du liquide isolant, de la forme des électrodes et de la différence de potentiel. Les électrodes en forme de pointe et surtout de faisceau de pointes sont les plus efficaces.

M. Vicentini a également pu mettre en évidence la rotation de masses gazeuses, dans des conditions analogues.

Il a étudié la distribution des potentiels au sein d'un liquide tournant dans un champ électrique, la disposition que prennent des parcelles de soufre, de poudre de lycopode ou de graphite en suspension dans le liquide, ainsi que d'autres mouvements produits par diverses dispositions d'électrodes, etc.

Aucun essai de théorie. L'auteur développera ultérieurement la suite de ses résultats, notamment en ce qui concerne les rotations électrostatiques des gaz.

E. B.

.-H. WIND. — On the irregularities of the cadmium standard cell (Sur les irrégularités de la pile étalon au cadmium). — *Versl. Koninkl. Acad. van Wetensch. te Amsterdam*, t. X, p. 595-601 ; 1901.

Cette pile est formée d'une électrode liquide d'amalgame de cadmium à 14,3 0/0, d'une dissolution étendue de sulfate de cadmium et d'une électrode de cadmium solide. Elle est construite conformément aux prescriptions du *Physikalisch-Technische Reichanstalt*.

M. Cohen [1] a trouvé des différences assez importantes entre deux éléments construits sur ce type. M. Wind cherche à expliquer ces irrégularités en admettant que l'amalgame à 14,3 0/0 de cadmium est susceptible de donner naissance à deux phases distinctes ; il en serait de même de tous les amalgames de cadmium compris entre 6

[1] COHEN, *Versl. K. A. v. W.*, Amsterdam, IX, p. 125 ; 1900.

et 14,3 0/0. A l'appui de cette interprétation, l'auteur signale des expériences de M. Jäger [1], d'après lesquelles une pile formée d'un amalgame de cadmium à 14,3 0/0 et d'un autre amalgame à x 0/0, réunis par une solution étendue de sulfate de cadmium, présente une force électromotrice nulle pour toutes les valeurs de x comprises entre 6 et 14,3 ; ceci ne peut s'interpréter, d'après la règle des phases, qu'en admettant qu'entre ces limites l'amalgame variable représente non une seule phase, mais deux.

E. B.

A. HAGENBACH. — Ueber elektrolytische Leitung in Gasen beim kritischen Punkte (Sur la conductibilité électrolytique des gaz au point critique). — *Physik. Zeitschr.*, t. I, p. 481-485; 1900.

Un tube, en partie rempli d'une dissolution d'iodure ou de bromure de sodium dans l'acide sulfureux liquide, contient deux électrodes métalliques qui plongent dans le liquide ou dans sa vapeur, suivant que l'on tourne le tube dans un sens ou en sens inverse.

La résistance du liquide croît très rapidement à mesure qu'on s'approche du point critique.

Pour la vapeur, la résistance paraît infinie jusqu'à une faible distance du point critique ; cependant, d'après l'auteur, elle prend alors une valeur mesurable, quoique encore très grande, passe par un minimum au point critique et croît ensuite lentement.

Ce résultat, qui n'est donné par l'auteur qu'à titre d'indication préliminaire, demande évidemment à être confirmé par des expériences plus précises.

E. B.

Prince B. GALITZIN. — Ueber die Festigkeit des Glases (Sur la résistance du verre à la rupture). — *Bull. de l'Acad. imp. des Sciences de Saint-Pétersbourg*, 5e série, t. XVI; janvier 1902.

L'auteur a expérimenté sur des tubes de verre de diverses provenances. Chaque tube était coupé en un certain nombre de portions de 20 à 40 centimètres de long ; on mesurait leurs rayons intérieur et extérieur, on les effilait par un bout, et, l'autre extrémité ayant

(1) JÄGER, *Wied. Ann.*, t. LXV, p. 106 ; 1898.

été mastiquée, à la glu marine, sur une garniture métallique appropriée, on les disposait sur le bloc d'une pompe de Cailletet, et on y comprimait de l'eau à une pression indiquée par un manomètre. La face externe du tube demeurait soumise à la pression atmosphérique. On élevait progressivement la pression interne jusqu'à produire la rupture. Connaissant les rayons externe et interne, on pouvait, par l'application des formules ordinaires de l'élasticité et en faisant $\mu = \frac{1}{4}$, ce qui est suffisamment exact pour les diverses sortes de verre, calculer la tension interne moyenne régnant à l'intérieur de la masse de verre au moment de la rupture.

Le principal résultat de ces recherches, c'est que la tension de rupture est indépendante, dans les limites des expériences, de la rapidité de la compression. Cette tension, pour une même sorte de verre, n'est pas indépendante du rapport r des rayons interne et externe : elle croît d'abord avec r jusqu'à un maximum au-delà duquel elle décroît lentement. D'ailleurs, les résultats sont d'autant plus irréguliers que les tubes de verre sont plus épais.

E. B.

A. BATSCHINSKI. — Studien zur Kenntniss der Abhängigkeit der Viscosität der flussigen Körper von der Temperatur und von ihrer chemischen Constitution (Etudes sur la variation de la viscosité des liquides avec la température et avec leur constitution chimique). — *Bulletin de la Société Impériale des Naturalistes de Moscou*, 1901.

Dans un mémoire antérieur, l'auteur a annoncé que le coefficient de frottement intérieur de la plupart des liquides varie en raison inverse du cube de la température absolue.

Le travail actuel a pour objet de réunir les données fournies par divers observateurs sur la variation du coefficient de frottement et de chercher si elles obéissent ou non à la loi énoncée.

Les corps étudiés, au nombre de plus de cent, sont rangés par familles. Les uns obéissent à la loi, les autres non, sans qu'il résulte de la classification adoptée par l'auteur de résultats bien nets. Cependant on peut dire que le brome, le bioxyde d'azote, les éthers simples, la plupart des carbures d'hydrogène de la série α, et des dérivés halogénés, satisfont à peu près à la relation, tandis que les anhydrides, les acides, les alcools, l'eau n'y obéissent pas.

E. B.

G. ZAMBIASI. — Intorno alla misura degli intervalli melodici (Nouvelles recherches sur la mesure des intervalles mélodiques). — *Rivista Musicale Italiana*, t. VIII; 1901, p. 1-48.

G. ZAMBIASI. — Dei dilsegni melodici nei vari generi musicali (Des dessins mélodiques dans les divers genres musicaux). — *Rivista Musicale Italiana*. t. IX; 1902, p. 1-40.

1° On sait que MM. Cornu et Mercadier (1) distinguent les intervalles musicaux convenant soit à la mélodie, soit à l'harmonie. La gamme mélodique serait la gamme pythagoricienne, tandis que l'harmonie ne fait usage que des intervalles de la gamme acoustique bien connue des physiciens.

Sur ce dernier point, M. Zambiasi est parfaitement d'accord avec MM. Cornu et Mercadier. Mais, en ce qui concerne la mélodie, d'expériences analogues aux leurs, réalisées à l'aide d'un phonautographe de Scott, il tire des conclusions différentes. Suivant ces nouvelles expériences, la mélodie pourrait admettre des intervalles variés. Dans une même mélodie, écrite sans modulations explicites, la même note ne joue pas toujours le même rôle et ne revient pas toujours avec le même nombre de vibrations. Divers chanteurs exercés, exécutant cette mélodie et cherchant à lui donner le plus d'expression possible, seront d'accord à forcer ou à diminuer les mêmes intervalles.

En définitive, M. Zambiasi est conduit à admettre que, *normalement*, les intervalles harmoniques et mélodiques sont les mêmes et sont représentés par l'échelle acoustique; mais, accidentellement, les intervalles pythagoriciens sont employés dans la mélodie, et cela, d'après l'auteur, seulement quand il y a changement *implicite* de tonalité. La mélodie est, dit-il, essentiellement plastique, et peut sans doute comporter exceptionnellement encore d'autres intervalles que ceux des deux gammes considérées par MM. Cornu et Mercadier.

2° Dans son second mémoire, l'auteur applique la même méthode graphique aux problèmes relatifs à la musique polyphonique. Plusieurs phonautographes fonctionnant simultanément enregistrent les vibrations émises par divers chanteurs exécutant un morceau à plusieurs voix.

(1) Voir *J. de Phys.*, 1re série, t. I, p. 113; 1892.

Les principales conclusions de l'auteur sont les suivantes :

Le dessin du chant grégorien est franchement diatonique et monotonal sur l'échelle acoustique ou naturelle.

Toutes les mélodies formant le tissu polyphonique de Palestrina, et les combinaisons harmoniques qui en résultent, sont strictement diatoniques et monotonales sur l'échelle naturelle.

La ligne de division entre la polyphonie et l'harmonie se base sur les deux intervalles élémentaires *dièse* et *bémol* et sur le *comma syntonique*, par lesquels l'harmonie devient un grand facteur mélodique capable de transformer le dessin et de lui donner une nouvelle physionomie, celle de la polytonalité.

E. B.

PHILOSOPHICAL MAGAZINE ;

6e série, tome III ; avril-mai-juin 1902.

A.-E. TUTTON. — The Thermal Expansion of Porcelain (Dilatation thermique de la porcelaine). — P. 631-642.

Expériences relatives à la dilatation linéaire de tubes de porcelaine de Bayeux, déjà étudiés par M. Bedford entre 0° et 850°.

Les expériences de M. Tutton, réalisées par la méthode de Fizeau entre 0° et 120°, ont fourni, par trois séries d'observations concordantes, la formule de dilatation :

$$l_t = l_0 [1 + 10^{-9}(2522t + 7,43t^2)],$$

en accord suffisant avec les résultats obtenus par M. Chappuis (1), aussi avec les mêmes tubes entre 0° et 83°,

$$l_t = l_0 [1 + 10^{-9}(2824,1t + 6,17t^2)],$$

mais en désaccord grave avec la formule

$$l_t = l_0 [1 + 10^{-9}(3425t + 1,07t^2)]$$

de M. Bedford.

Les expériences de ce dernier savant ne comportant pas de cause

---

(1) Voir *J. de Phys.*, 3e série, t. IX, p. 216 ; 1900.

d'erreur susceptible d'expliquer une telle divergence, il faut en conclure qu'aux températures élevées la dilatation de la porcelaine n'obéit pas à la même loi qu'aux températures comprises entre 0° et 100°.

E. B.

PERCIVAL-LEWIS. — The Role of Water Vapour in Gaseous Conduction (Rôle de la vapeur d'eau dans la conduction par les gaz). — P. 512-514.

Note en réponse à un mémoire de M. Trowbridge, signalé dans ce recueil ([1]). Il est certain qu'il est difficile d'éliminer complètement d'un tube à vide toute trace d'impuretés; mais l'auteur ne considère nullement comme démontré le rôle exclusif que M. Trowbridge fait jouer à la vapeur d'eau dans l'explication de la conductibilité des gaz raréfiés.

E. B.

J.-E. PETAVEL. — A Recording Manometer for High-Pressure Explosion (Manomètre enregistreur pour les hautes pressions développées par les explosions). — P. 461-471.

Il s'agit de loger dans la paroi de la chambre à explosion un piston de faible masse, maintenu par un ressort très rigide, et d'amplifier, par le moyen d'un miroir, les très petits déplacements de ce piston.

Le piston d'acier est vissé à l'extrémité d'un cylindre creux de même substance, invariablement fixé par sa partie postérieure à la masse de la paroi dont il fait partie intégrante. Ce cylindre constitue le ressort. Le piston est muni, en arrière, d'une tige qui, à travers un orifice, agit, par un couteau, sur un bras mobile portant le miroir. Le levier est maintenu contre le couteau par l'action d'un long fil métallique fortement tendu. Le dispositif chrono-photographique n'offre rien de spécial.

Les premiers essais de cet appareil ont fourni des résultats satisfaisants.

E. B.

([1]) Voir p. 256 de ce volume.

R.-H. WOOD. — A Suspected Case of Electrical Resonance of Minute Metal Particles for Light-waves. A new Type of Absorption (Un cas de résonance électrique possible de petites particules métalliques pour les ondes lumineuses : nouveau type d'absorption). — P. 396-410.

Les dépôts étudiés par l'auteur sont obtenus en chauffant des parcelles d'un métal alcalin à l'intérieur de tubes vides. Ces dépôts offrent, par transparence, des couleurs très riches, rouges, vertes, bleues, dont l'éclat est comparable à celui des couleurs d'aniline. Aux plus forts grossissements, ils paraissent formés de grains dont la finesse peut atteindre 2 à 3 dix-millièmes de millimètre. Ils ne présentent pas de conductibilité électrique appréciable. L'introduction d'une trace d'oxygène suffit à les faire disparaître par oxydation.

N'ayant pu réussir à interpréter l'ensemble des propriétés optiques de ces couches par les phénomènes ordinaires de diffraction, l'auteur se demande s'il n'est pas en présence d'un cas nouveau de résonance électro-magnétique; il n'ose toutefois se prononcer.

E. B.

J.-W. MELLOR. — On a Law of Molecular Attraction (Sur une loi d'attraction moléculaire). — P. 423-424.

L'auteur trouve que, si l'on veut expliquer l'existence du terme $\frac{a}{v^2}$, dans la formule connue de Van der Waals, par l'attraction réciproque des molécules gazeuses, on est conduit à admettre que cette attraction s'exerce en raison inverse de la quatrième puissance de la distance. C'est la loi à laquelle M. Sutherland [1] a été conduit, par des considérations d'un autre ordre.

E. B.

W. CASSIE. — Multiple Transmission Fixed-Arms Spectroscopes (Spectroscopes à bras fixes et à transmissions multiples). — P. 449-457.

Dispositions dans lesquelles on fait usage de surfaces réfléchissantes pour obliger les rayons lumineux à traverser plusieurs fois de suite un même prisme, de manière à accroître la dispersion.

(1) SUTHERLAND, *Phil. Mag.*, 5e série, t. XXII, p. 81; 1886.

Par exemple, le collimateur et la lunette étant installés dans un même plan vertical, avec leurs axes parallèles, deux miroirs sont disposés de telle sorte que les rayons issus du collimateur et rasant le bord inférieur du premier miroir M traversent le prisme, soient reçus par le second miroir M′ qui les renvoie, à travers le prisme, sur le miroir M, celui-ci sur M′, et ainsi de suite, jusqu'à ce que, après un nombre de réflexions et de transmissions convenable, les rayons réfléchis par M arrivent à passer au-dessus du prisme et soient alors reçus par la lunette. E. B.

E.-P.-H. WADE. — A new Hygrometric Method (Nouvelle méthode hygrométrique). — P. 380-385.

Cette méthode consiste dans la substitution, au *thermomètre* humide ordinaire d'un thermomètre humecté par une dissolution convenable d'acide sulfurique.

Soit un thermomètre humecté par de l'acide sulfurique, et supposons que sa température soit identique à celle du thermomètre sec, alors la pression de la vapeur d'eau atmosphérique est égale à la pression maximum de la vapeur émise par l'acide sulfurique. Celle-ci est donnée par les tables de Regnault. On calcule donc sans difficulté l'état hygrométrique.

Si la température du thermomètre à acide sulfurique *baisse* de 2° au plus, par rapport au thermomètre sec, on est en droit d'admettre que la pression de la vapeur d'eau dans l'air est *liée* à la pression maximum φ de la vapeur d'eau au contact de l'acide sulfurique par la formule linéaire :

$$f = \varphi - K\tau,$$

τ étant l'abaissement de température subi par le thermomètre à acide, et K une constante dont la valeur, d'après les expériences de l'auteur, s'écarte très peu de la valeur moyenne 0,93.

On doit avoir à sa disposition plusieurs dissolutions d'acide sulfurique, et choisir, pour imbiber le réservoir thermométrique, celle qui donnera un abaissement de température de moins de 2°. Le choix n'exigera qu'une seule opération préliminaire, et, une fois fait, demeurera convenable pour plusieurs heures et, le plus fréquemment, pour la journée entière.

E. B.

E.-H. BARTON et S.-C. LAWS. — Air Pressures used in playing Brass Instruments (Pressions d'air employées dans le jeu des instruments à vent métalliques). — P. 385-393.

Ces pressions sont celles qui s'exercent dans la bouche de l'instrumentiste. Elles sont évaluées à l'aide d'un manomètre à eau, en relation avec la cavité buccale, dans lequel le mouvement de l'eau est rendu apériodique par une fermeture incomplète de la branche du manomètre en relation avec l'air extérieur.

Les expériences ont porté sur le trombone ténor, le cornet à piston et la trompette. Elles ont établi :

1° Que la pression est d'autant plus forte, pour une même note, produite par un doigté invariable, que le son est plus intense, ce qui était évident *a priori* ;

2° Que cette pression est à peu près indépendante du doigté, c'est-à-dire demeure la même quand la même note est produite sur le même instrument avec la même intensité, mais par des combinaisons différentes du jeu des pistons par exemple ;

3° Qu'à intensité jugée égale, la pression croît avec la hauteur du son d'une manière à peu près proportionnelle au logarithme de la fréquence ;

4° Qu'elle diffère peu, pour une même note donnée sur la trompette ou le cornet, mais qu'elle est plus forte pour le trombone. Pour ce dernier instrument, les pressions ont varié, avec la hauteur du son, de 13 à 74 centimètres d'eau quand les notes résonnaient doucement ; de 18 à 122 centimètres quand les mêmes notes étaient données avec la plus grande intensité possible.

E. B.

Lord RAYLEIGH. — On the Question of Hydrogen in the Atmosphere (Question relative à la présence de l'hydrogène dans l'atmosphère). — P. 416-422.

M. Gautier a annoncé que l'air atmosphérique contient environ 2 dix-millièmes d'hydrogène en volume. Des expériences spectroscopiques et des expériences de combustion que lord Rayleigh a réalisées avec tout le soin possible sembleraient plutôt indiquer que la quantité d'hydrogène contenue dans l'atmosphère est de 7 à 8 fois plus faible.

E. B.

TH.-R. LYLE et M. RICHARD HOSKING. — The Temperature Variations of the Specific Molecular Conductivity and of Fluidity of Sodium Chloride Solution (Variation avec la température de la conductivité spécifique moléculaire et de la fluidité de solutions de chlorure de sodium). — P. 487-498.

Les expériences ont été réalisées avec un viscosimètre *glischrometer*), un dilatomètre et une cellule électrolytique, contenant les mêmes solutions à 0,1, 0,2, 0,5, 1, 2 et 4 molécules-grammes par litre de chlorure de sodium pur, préparées à la température de 15°, et utilisées à une série de températures échelonnées de 0° à 100°.

Les tableaux de nombres ainsi obtenus n'ont pas été utilisés directement. En effet, en vertu de la dilatation thermique, la concentration en molécules-grammes par litre d'une même solution change avec la température, et les auteurs ont tenu à rapporter leurs mesures non à des liqueurs conservant une composition centésimale constante en eau et sel, mais à des liqueurs conservant un nombre invariable de molécules-grammes de sel par litre. Le tableau des densités brutes, obtenues avec les liqueurs expérimentées, permet aisément cette transformation.

A l'aide des données ainsi corrigées, on a construit deux sortes de courbes isothermes en prenant pour abscisses les concentrations absolues, et pour ordonnées, d'une part, les fluidités, d'autre part, les conductivités moléculaires.

Les isothermes fluidité-concentration sont, à de légères déviations près, pour les solutions très étendues, des droites dont l'équation est :

$$F = \lambda(10,74 - c),$$

λ représentant une fonction de la température, et c la concentration. On voit que cette formule indiquerait une fluidité nulle pour une concentration idéale de 10,74 molécules-grammes par litre.

Les isothermes conductivité-concentration sont moins simples. Cependant, pour des concentrations supérieures à une molécule-gramme, elles se rapprochent de lignes droites venant rencontrer l'axe des abscisses au même point que les courbes de fluidité.

Sur ces courbes isothermes on a relevé les fluidités et les conductivités moléculaires pour des solutions de concentration constante, et on a obtenu, par extrapolation, les valeurs de la fluidité et de la conductivité moléculaire à une dilution infinie, pour toutes les tem-

pératures comprises entre 0° et 100°. Ces courbes, prolongées au-dessous de 0°, indiquent des valeurs nulles de la fluidité et de la conductivité pour une même température idéale de 35°,5.

Enfin, on a construit les courbes donnant le rapport F de la conductivité à la fluidité pour une concentration absolue constante. On a ainsi obtenu des droites dont l'équation est :

$$\frac{c}{F} = u\,(1 - 0{,}00174t).$$

u est une fonction de la concentration seule. Pour une dilution infinie, u a pour valeur 1,177 et, pour diverses concentrations moléculaires, les valeurs suivantes :

n	0,1	0,2	0,5	1,0	2,0	3,0	4,0
u	1,018	0,982	0,906	0,869	0,827	0,816	0,825.

Ce n'est donc que pour des concentrations supérieures à une molécule-gramme qu'on peut regarder les conductivités et les fluidités comme proportionnelles à toute température.

En considérant *a priori* la dissociation comme complète à toute température dans les dissolutions infiniment étendues, les auteurs obtiennent les degrés de dissociation à diverses concentrations, par la simple comparaison de leurs conductivités moléculaires à celle de la dissolution infiniment étendue à la même température, et trouvent ce résultat singulier que, tout au moins pour les dissolutions concentrées, *le degré de dissociation décroît sensiblement quand la température s'élève*. Ainsi, pour $n = 4$, la fraction de dissociation passe de 0,493 à 0° à 0,414 à 100°.

E. B.

J.-C. BEATTIE et J.-T. MORRISON. — The Magnetic Elements at the Cape of Good Hope from 1605 to 1900 (Eléments magnétiques au cap de Bonne-Espérance de 1605 à 1900). — P. 532-535.

1° *Déclinaison.* — Les observations de la déclinaison, au cap de Bonne-Espérance, s'étendent de 1605 jusqu'à nos jours. En 1605, Davis trouva une déclinaison orientale de 0° 30′; Keeling, en 1609, une déclinaison occidentale de 0° 12′. Depuis lors, la déclinaison occidentale a augmenté jusqu'à un maximum de 30° environ et n'était plus, en 1900, que de 28° 53′. La variation séculaire de la déclinaison est résumée dans le tableau suivant :

Périodes	Variation séculaire
1605 à 1839	7' 56" accroissement annuel de déclinaison occidentale.
1841 à 1850	1' 30" — —
1843 à 1866	2' 30" — —
1866 à 1869	0' 00" — —
1870 à 1890	2' 80" décroissement de déclinaison occidentale.
1890 à 1900	3' 91" — —

2° *Inclinaison*. — La première observation de l'inclinaison remonte à 1751. Lacaille trouva à cette époque 43° d'inclinaison sud. Depuis cette époque, l'inclinaison sud a toujours augmenté. En 1900, elle était de 58° 41'. Les variations séculaires sont les suivantes :

Périodes	Variation séculaire
1751 à 1840	6' 91" accroissement annuel d'inclinaison sud.
1841 à 1846	5' 45" — —
1843 à 1854	5' 10" — —
1854 à 1873	5' 20" — —
1873 à 1890	4' 90" — —
1890 à 1900	7' 80" — —

3° *Intensité*. — On n'a d'observations d'intensité que depuis 1843. A cette époque, l'intensité horizontale était de 0,2089. Elle est, en 1901, de 0,1851. L'intensité totale est passée, dans le même intervalle, de 0,3498 à 0,3559. Les variations séculaires sont les suivantes :

Périodes	Intensité	
	Horizontale	Totale
1843 à 1855	0,00035 décroiss. annuel	0,00016 accroiss. annuel
1855 à 1901	0,00043 —	0,00009 —

E. B.

J.-P. KUENEN et M.-G. ROBSON. — The Thermal Properties of Carbon Dioxide and of Ethane (Propriétés thermiques de l'acide carbonique et de l'éthane). — P. 622-630.

D'après leurs recherches antérieures analysées ci-dessus [1] et l'ensemble des travaux connus, l'acide carbonique obéit à la loi des états correspondants, et appartient au groupe normal. Au contraire, pour l'éthane, les températures réduites sont toutes inférieures à celles qui conviennent au tétrachlorure de carbone, et sont, par conséquent, plus faibles que pour aucune des substances contenues dans les tables d'Young.

---

(1) Voir p. 459 de ce volume.

Les chaleurs latentes de vaporisation λ ont été calculées par la formule de Clapeyron. Pour l'acide carbonique, elles sont bien représentées, sauf aux plus basses pressions, par la formule de M. Mathias :

$$\lambda^2 = 117,303\,(31 - t) - 0,466\,(31 - t)^2.$$

Le tableau suivant fournit la comparaison des nombres calculés par la formule de M. Mathias et par la formule de Clapeyron d'après les expériences des auteurs.

t	Acide carbonique λ K. et R.	Acide carbonique λ Mathias
— 65,7	95,3	83,6
— 50,4	84,7	80,4
— 37,5	78	76,5
— 27,8	72	72,7
— 16,4	68,4	67,2
— 2,3	58,4	58,2
+ 0	56	56,5
+ 8,9	48,8	48,6

Le maximum indiqué par la formule empirique de M. Mathias ne paraît pas exister.

t	Éthane λ
— 174,7	111
— 57	116
— 42,9	99
— 31,75	98
— 19,4	90
— 3,65	82
+ 7,8	70
+ 17,7	54,5
+ 22,9	45,7

Les garanties de pureté du gaz et, par suite, celles de l'exactitude des résultats ci-dessus sont bien moindres pour l'éthane que pour l'acide carbonique.

E. B.

R.-W. WOOD. — The Absorption, Dispersion, and Surface-Colour of Selenium (Absorption, dispersion et couleur superficielle du sélénium). — P. 607-622.

Ces expériences se rapportent au sélénium amorphe.

Pour mesurer les indices de réfraction, M. Wood a opéré de deux

manières : 1° il a employé des prismes de sélénium obtenus par le même procédé qu'il a déjà mis en œuvre pour la cyanine [1] ; mais, le sélénium étant beaucoup plus transparent, il a pu donner à l'angle des prismes des valeurs de 4 à 5°; 2° M. Wood a employé la méthode du déplacement des franges d'interférence, en y introduisant parfois une modification assez curieuse. Si, au lieu d'une lame mince uniforme déposée sur verre, par exemple, on prend une lame uniforme dans une certaine étendue, puis prismatique, l'épaisseur de la couche déposée décroissant jusqu'à zéro, chaque frange se compose d'une partie rectiligne et d'une seconde partie inclinée par rapport à la première. L'avantage de cette disposition est de permettre sûrement l'identification de la frange déplacée et non déplacée, quand le déplacement atteint la largeur de plusieurs franges et que la substance réfringente est fortement colorée.

L'indice de réfraction du sélénium amorphe passe par un maximum égal à 3,13 pour $\lambda = 0^{\mu},5$. La formule de dispersion proposée par l'auteur est :

$$n^2 = m + \frac{m'\lambda^2}{\lambda^2 - \lambda'^2};$$

$$m = 5,\quad \frac{m' = 1,02}{m + m' = 6,02}. \qquad \lambda' = 0^{\mu},56.$$

L'absorption du sélénium a été mesurée par une méthode spectrophotométrique et par une méthode photographique. On a ainsi obtenu des résultats très concordants, sauf pour le violet extrême. L'absorption croît très rapidement du rouge au violet. Des expériences préliminaires, tentées dans l'ultra-violet, n'ont indiqué aucun retour à la transparence.

La lumière d'une lampe à arc, réfléchie six fois sur des couches de sélénium amorphe, n'avait plus qu'une intensité très faible, mais, autant que l'œil pouvait en juger, ne présentait aucune coloration. La même lumière réfléchie, reçue sur une plaque photographique dont une moitié était recouverte d'une lame de verre imperméable à la lumière ultra-violette, a fourni une impression uniforme, ce qui prouve qu'il n'y a pas de rayons réfléchis ultra-violets en excès sensible. Il semble donc qu'il n'y ait pas, pour le sélénium, de *Reststrahlen* analogues à ceux qu'on obtient avec les métaux.

E. B.

---

(1) Voir *J. de Phys.*, 3e série, t. X, p. 511 ; 1901.

Norman-E. GILBERT. — Some Experiments upon the Relations between Ether, Matter and Electricity (Expériences concernant les rapports entre l'éther, la matière et l'électricité). — P. 361.

Ces expériences ont été entreprises par l'auteur sur les conseils de Rowland.

Dans une série destinée à montrer l'existence d'un frottement, d'une viscosité dans l'éther, on cherche si la résistance d'un fil traversé par un courant est la même, soit que le courant produise un champ magnétique, soit qu'il n'en produise pas. On a deux bobines enroulées sur un même noyau de fer. On mesure la résistance, le courant passant dans les deux bobines, soit de manière à ajouter les deux champs, soit de manière à les retrancher.

La difficulté consistait à mesurer la résistance d'un fil traversé par un courant assez intense. Pour cela, l'auteur a construit deux systèmes de deux doubles bobines identiques, et les quatre bobines traversées par un courant de $\frac{1}{10}$ d'ampère forment les quatre bras d'un pont de Wheatstone. L'équilibre du pont est obtenu en shuntant une des bobines avec une résistance variable (15000 ω environ). D'après les lectures, le fil produisant un champ subirait une diminution de résistance de $\frac{1}{1\,200\,000}$. Mais le nombre est trop faible pour permettre une affirmation.

Une seconde série d'expériences était destinée à déceler le mouvement relatif de l'éther et de la matière. Pour cela, l'auteur a cherché si un fil enroulé sur la gorge d'une poulie tournant rapidement était le siège d'un courant. Si, d'ailleurs, un tel résultat était obtenu, on pourrait voir là l'explication du magnétisme terrestre. La terre est un corps qui tourne. En admettant qu'un filet qui se déplace avec une vitesse de 1 centimètre par seconde dans sa direction est le siège d'une force électromotrice k, on trouve qu'en un point de latitude λ on a les relations :

$$\frac{F_v}{\sin\lambda} = \frac{16}{15}\frac{\pi^2 k}{\rho T}A^2, \qquad \frac{F_h}{\cos\lambda} = \frac{8}{15}\frac{\pi^2 k}{\rho T}A^2.$$

A = rayon de la terre, T = durée de la rotation, ρ = résistance moyenne de la terre, F_v = composante verticale, F_h = composante

horizontale du champ terrestre. Les observations donnent à peu près :

$$\frac{F_v}{\sin \lambda} = 0{,}614, \qquad \frac{F_h}{\cos \lambda} = 0{,}316;$$

d'où :

$$\frac{k}{\rho} = 1276\, 10^{-17}.$$

Tout revient à déterminer k et à voir si on a alors pour ρ une valeur acceptable.

Après divers essais, l'auteur a employé une roue de 4,2 centimètres de long, de 7,3 centimètres de rayon, fixée à un long arbre en acier assez flexible pour tourner autour de son axe principal à très grande vitesse. La roue était mise en mouvement par un moteur électrique de $\frac{1}{6}$ de cheval. La vitesse fut de 85 tours par seconde au début, mais on alla, dans la suite, jusqu'à 125 et même 150. Sur la périphérie de la roue étaient enroulés 8000 centimètres de fil de cuivre n° 36 donnant une résistance de 180ω. Les deux extrémités du fil aboutissaient, aux deux extrémités de l'arbre, à deux boutons d'argent sur lesquels frottaient deux balais reliés aux deux bornes d'un galvanomètre genre Thomson (un courant de 10^{-10} ampères donnait une déviation de 1 millimètre sur une échelle placée à 1 mètre). Les deux extrémités de la bobine communiquaient aux deux boutons d'argent par l'intermédiaire d'un inverseur porté par l'arbre et qu'on pouvait manœuvrer même quand la roue était en mouvement. A la fin, pour éviter les courants de convection, la roue était entourée d'une couronne de cuivre de diamètre intérieur de 3 millimètres plus grand que celui de la roue et de 2 centimètres d'épaisseur.

L'auteur fit un grand nombre de lectures (1000 environ), qui lui donnèrent des déviations variant dans d'assez grandes limites et dont la moyenne fut 0. Pour éviter les courants de convection, il eut aussi l'idée de mettre une charge sur l'écran en cuivre isolé entourant la roue. D'après Rowland, une charge mobile entraînant l'éther, une charge fixe doit l'immobiliser. Le résultat des expériences fut encore nul.

PERREAU.

John TROWBRIDGE. — The Induction Coil (La bobine d'induction). — P. 393.

L'auteur a fait construire par Heinze, de Boston, une grande bobine d'induction : longueur du noyau de fer, $1^{m},20$; diamètre, $76^{mm},7$; entouré d'une couche de fil de Cuivre n° 6.

Le secondaire est formé de 140 bobines séparées par des plaques de verre de 3 millimètres d'épaisseur. Chacune de ces bobines a 400 à 500 tours de fil fin. La résistance totale est 246600 ohms. Ce secondaire est simplement placé dans une boîte de manière à pouvoir être surveillé.

Avec cinq accumulateurs et un interrupteur vibrant ordinaire, la bobine donne 37 centimètres d'étincelle. Avec un interrupteur à liquide, après enlèvement du condensateur, la bobine donne 75 centimètres d'étincelle avec un bruit extraordinaire.

L'interrupteur à liquide employé est un interrupteur où la tige de platine qui plonge dans le liquide est animée d'un mouvement rapide alternatif, au moyen d'un moteur électrique qui met, en même temps, en mouvement un disque isolant, recouvert en partie métalliquement, de manière à faire varier la quantité d'électricité qui passe. Pour cela, le courant est amené par un balai qui frotte sur le disque. Le courant ne passe ainsi que pendant une fraction d'un tour du disque. Ensuite il passe dans la tige de platine, de là au liquide, quand la tige plonge, et ensuite, par une électrode en plomb, ce courant retourne à la batterie d'accumulateurs.

En variant la vitesse du moteur, on peut aussi faire varier le nombre des interruptions de 60 à 3000 par minute. On change aussi la longueur d'étincelle de 0 à 75 centimètres. On peut aussi faire varier la quantité d'électricité de la décharge. Le flux momentané du courant est, sans doute, très grand, bien que l'ampèremètre n'indique que 5 à 10 ampères.

M. Trowbridge pense qu'on construira industriellement des bobines bien autrement puissantes que celles connues.

Perreau.

A. CHANT. — On Experimental Investigation into the « Skin-effect » in Electrical Oscillators (Recherches expérimentales sur la distribution superficielle du courant dans les oscillations électriques). — P. 125.

Maxwell et après lui un grand nombre de physiciens ont montré qu'un courant alternatif se propageant dans un conducteur cylindrique de rayon a était ramassé dans une couche superficielle de rayon a et d'épaisseur ε égale à $\frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{\sigma}{\mu n}}$.

σ = résistivité du métal ; n = fréquence du courant ; μ = perméabilité du métal.

C'est du moins à cette épaisseur que le courant est la fraction $\frac{1}{e}$ de ce qu'il est à la surface, et c'est cette valeur que J.-J. Thomson et Poincaré considèrent comme épaisseur de la couche intéressée.

A cette profondeur, la différence de phase est 57°,3 = 1 radian.

Si on applique cette formule à des fréquences très grandes comme celles des oscillations électriques, on trouve les valeurs suivantes pour ε :

Fréquence = n	Épaisseur ε		
	Cuivre	Pt	Charbon
375 millions	0^{cm},00033	0,00092	0,01749
825	0 ,00022		
2000	0 ,00014		
3200	0 ,00011		

Ces épaisseurs sont très petites et l'on peut penser que la nature du métal et son épaisseur ne doivent avoir aucune influence sur les oscillations produites par les oscillateurs.

Hertz avait émis cette opinion, Bjerknes a trouvé, au contraire, une influence du métal. Il a trouvé, par exemple, l'épaisseur de métal qu'il fallait déposer sur un oscillateur donné pour avoir le même effet que si tout l'oscillateur était formé de ce nouveau métal. Voici ces épaisseurs :

	Cu sur Fe	Zn sur Fe	Zn sur Cu	Ni sur Cu	Co sur Cu	Fe sur Cu
Epaisseur.	0^{mm},012	0,016	0,012	0,010	0,003	0,003

Marconi et Righi ont dit également que l'action des sphères pleines est plus du double de celle des sphères creuses.

M. Chant a alors voulu étudier expérimentalement l'intensité des oscillations électriques données par des oscillateurs divers.

Les oscillateurs cylindriques terminés par des hémisphères avaient $2^{cm},5$ de diamètre et $12^{cm},5$ de long.

Les oscillateurs sphériques étaient du genre Righi, avec des sphères de $2^{cm},5$ de diamètre ou de 4 centimètres et des boutons de $1^{cm},9$, ou des sphères de 10 centimètres de diamètre et des boutons de $3^{cm},7$.

Les sphères étaient plongées dans l'huile.

On fit seize modèles d'oscillateurs avec du laiton massif, du fer massif, du cuivre de $1^{mm},5$ et $0^{mm},8$ d'épaisseur, du charbon à lumière massif, des feuilles de platine, d'argent, d'étain, d'or sur des formes en bois, enfin avec de l'argent déposé sur un modèle en verre.

L'épaisseur des feuilles d'or était de $0^{cm},0000114$, celle des feuilles d'argent de $0^{cm},00003$; l'épaisseur du dépôt d'argent sur le verre, de $0^{cm},000013$.

On fixa, dans tous les cas, deux petits disques de platine de 1 centimètre entre lesquels éclatait l'étincelle.

La bobine de Ruhmkorff, de $12^{cm},5$ d'étincelle, était munie d'un interrupteur Pierce formé d'une tige mobile de platine plongeant dans un godet contenant du mercure lavé par un courant d'eau. En série avec cet interrupteur est placé un interrupteur formé d'un pendule qui établit le contact pendant un temps tel qu'il y ait six interruptions pendant une oscillation du pendule.

L'oscillateur était placé suivant une ligne focale d'un miroir parabolique, de 75 centimètres de haut, de 60 centimètres de large et d'une distance focale de $12^{cm},5$.

Le *récepteur* employé était celui de Rutherford, formé d'un noyau de fil de fer doux (fil fin de $0^{mm},14$ de diamètre), sur lequel on a enroulé 90 tours de fil de cuivre, dont les deux extrémités sont reliées à un fil placé suivant la ligne focale d'un miroir parabolique identique au précédent.

Le petit noyau de fer doux est d'abord aimanté à saturation et son aimantation mesurée au moyen d'un magnétomètre.

Sous l'action des oscillations électriques parcourant le fil qui l'entoure, son aimantation change. La mesure de cette diminution permet de mesurer l'intensité de ces oscillations.

Au moyen de ce dispositif très sensible, M. Chant n'a pas trouvé de différence entre ses divers modèles d'oscillateurs, ou cylindriques ou sphériques.

E. Perreau.

MAUSERGH VARLEY. — On the Magnetism induced in Iron by Rapidly Oscillating Current Fields (Aimantation induite dans le fer par des champs produits par des courants alternatifs de grande fréquence). — P. 500.

Un barreau de fer placé dans un champ produit par un courant alternatif de grande fréquence prend une aimantation. L'auteur a étudié comment varie l'induction B : 1° quand on fait varier la fréquence et en laissant le champ H constant, et 2° quand on fait varier H en laissant n constant.

Les faisceaux de fer étaient formés de fils de fer de même longueur, mais de grosseur différente pour les quatre faisceaux essayés. Les fils étaient soigneusement isolés les uns des autres et en nombre tel que la section totale des quatre faisceaux était à peu près la même.

Les courants alternatifs de grande fréquence furent donnés par la décharge de condensateurs (capacités 1640, 2430, 2270 centimètres).

Le courant passait dans trois bobines identiques, L_1, L_2, L_3, et dans une bobine variable L. Les deux bobines L_2 et L_3 étaient disposées de manière à agir sur le faisceau cathodique d'un tube Braun. On pouvait soit ajouter leurs effets, soit les retrancher jusqu'à ne donner aucun effet.

On plaçait le barreau de fer dans la bobine L_1 éloignée du tube; L_2 et L_3 ajoutant leurs effets, la déviation de la tache du tube Braun mesurait i_{max} et par suite H_{max}.

Ensuite on plaçait le barreau dans L_2, les deux bobines L_2 et L_3 étant disposées cette fois de manière à ne produire seules aucune déviation.

La déviation lue ne dépendait donc que de l'aimantation du barreau. On avait ainsi B.

On pouvait faire varier la fréquence $n = \frac{1}{2\pi\sqrt{CL}}$ en laissant constante $i_{max} = V\sqrt{\frac{C}{L}}$, ou bien l'inverse, en faisant varier C et L d'une façon convenable

Voici les résultats obtenus :

1° L'aimantation décroît quand la fréquence augmente, H_m restant constant;

2° Pour les divers barreaux avec le même champ $H = 66$ unités

C. G. S., on voit que la diminution de l'aimantation avec l'augmentation de la fréquence est d'autant plus grande que les fils du barreau sont plus gros ;

3° A fréquence constante, B croît avec H, à la manière habituelle, mais moins quand la fréquence est plus grande ;

4° L'aimantation est sensiblement proportionnelle à la surface du fer dans les faisceaux à gros fils, mais pas pour les faisceaux à fil fin.

Des résultats obtenus avec un certain échantillon, on a tiré une valeur approximative de la perméabilité $\mu = 110$, la fréquence étant de 10000.

E. PERREAU.

WILLIAMS.— On the Temperature Variation of the Electrical Resistances of Pure Metals, and Allied Matters (Variations avec la température de la résistance électrique de métaux purs et d'alliages). — P. 515.

M. Williams essaie d'abord la formule suivante pour la résistivité σ d'un métal:

$$\sigma = \frac{KmV\theta'}{cT}.$$

K = constante, m = valence du métal, V son volume atomique, T son point de fusion, θ la température absolue et c la constante $V^{\frac{1}{3}}\alpha T$ (où α est le coefficient de dilatation) qu'il trouve égale à 0,045 pour divers métaux, à 0,088 pour le sodium et le potassium, à 0,022 pour le bismuth et l'antimoine.

Il trouve que sa formule convient, grossièrement d'ailleurs, aux métaux suivants :

Ag, Cu, Mg, Na, Zn, Cd, Ca, K, Pt, Pa, Th, Pb, Hg, As, Sb, Bi;

qu'elle ne convient pas pour l'or, l'indium, l'étain et l'aluminium, non plus que pour le fer, le nickel et le cobalt.

Il cherche ensuite une formule donnant la variation de σ avec la température.

En introduisant la constante de Dulong et Petit 6,3, et la chaleur spécifique S, on a :

$$\sigma = \frac{Bm\lambda}{c^2Sd} = \frac{Bm\lambda}{c^2n\rho} = \frac{Bm\lambda\theta}{c^2nh},$$

où B est une constante $c_, = V^{\frac{1}{3}}\alpha T$, $\lambda = V^{\frac{1}{3}}\alpha\theta$, n le nombre d'atomes par unité de volume, ρ la chaleur spécifique atomique, h l'énergie moyenne thermique d'un atome à la température θ.

Le fait que

$$\frac{\sigma}{\sigma_0} = \frac{\theta}{273}\,\Phi(\theta),$$

indique que α ou ρ doivent varier avec la température.

J.-J. Thomson, dans la théorie des électrons, a donné pour valeur de σ :

$$\sigma = \frac{2\mu u^2}{qe^2l^2}.$$

où q est le nombre moyen d'électrons dissociés dans l'unité de volume pendant l'unité de temps, et u la vitesse moyenne de translation.

Les autres quantités ne pouvant dépendre de la température, la variation de σ avec la température dépend donc des variations de q et de u, et, si on suppose que u varie comme la vitesse de translation des molécules d'un gaz, σ est proportionnel à $\frac{\theta}{q}$, ce qui conduit à écrire que q est proportionnel à $\frac{nh}{m\lambda}$.

On tire de là :

$$\frac{\sigma}{\sigma_0} = (1 + \varepsilon t)\left(1 + \frac{1}{2}(\beta' - \delta')\,t + \ldots\right),$$

où

$$\varepsilon = \frac{1}{273}, \qquad \beta' = \frac{\beta}{1 - \frac{273}{2}\beta}, \qquad \delta' = \frac{\delta}{1 - \frac{273\delta}{2}}.$$

β et δ étant les coefficients de variation avec la température du coefficient de dilatation et de la chaleur spécifique.

Cette relation est vraie approximativement pour les métaux In, Cu, Cd, Pb, Zn, Ag et Al, elle ne convient pas pour Pt, Pa, Fe, Ni, Co. L'auteur est ainsi conduit à essayer la relation $\varepsilon = \frac{2,1\beta}{w}$ pour l'accroissement moyen de S par degré; w = poids atomique. Elle se vérifie approximativement pour Al, Cu, Sn, Cd, Pa, Ag, In, Pt. A la température de fusion, on est aussi conduit à comparer les résistivités à l'état liquide σ_c et à l'état solide σ_s. On trouve :

$\frac{\sigma_e}{\sigma_s} = \frac{\lambda_e}{\lambda_s}$, qui se vérifie assez bien pour Pb, Cd, Sn et Zn, les seuls métaux pour lesquels on ait des données.

E. Perreau.

PATTERSON. — On the Change of the Electrical Resistance of Metals when placed in a Magnetic Field (Variation de la résistance électrique de métaux placés dans un champ magnétique). — P. 643.

De telles variations ont été signalées par lord Kelvin, Tomlinson, Goldhammer, Lenard. — J.-J. Thomson en a donné une explication dans la théorie des électrons où on considère les courants électriques dans les métaux comme produits par des corpuscules chargés négativement se déplaçant avec une vitesse déterminée sous une force électromotrice donnée. Ces corpuscules sont traités comme un gaz parfait, ayant un libre moyen parcours, une vitesse moyenne, exerçant une pression déterminée. — Si on applique un champ magnétique transversal, ils décrivent une cycloïde; leur chemin ainsi augmenté, la résistance du conducteur croît. — Si le champ est dans la direction du déplacement, ils décrivent des hélices autour des lignes de force, et par suite la résistance est encore augmentée.

A la demande de J.-J. Thomson, l'auteur a étudié le phénomène expérimentalement sur des métaux non magnétiques.

Le fil isolé était enroulé — en double pour supprimer la self-inductance — en spirale placée entre deux feuilles de mica. Deux spirales identiques formaient les deux bras d'un pont de Wheatstone dont les deux autres étaient constitués par deux spirales identiques de maillechort. — La spirale étudiée était placée dans le champ très intense d'un électro-aimant genre Du Bois. — Des précautions étaient prises pour éviter des variations de température.

Avec le maillechort, on ne put déceler aucun changement avec un champ de 26 600 unités.

Avec le cuivre, l'auteur donne une variation qui serait proportionnelle au carré du champ et donnée par :

$$\frac{dA}{A}\frac{10^{13}}{H^2} = 26,$$

A étant la résistance et H le champ.

D'autres expériences furent faites avec du fil enroulé en double

sur une feuille de mica. Les résultats obtenus sont les suivants :

	Cd	Zn	Hg	C	Au	Ag	Cu	Sn	Pt
$\frac{dA}{A}\frac{10^{13}}{H^2}$	282	87	54	44	37	26	26	23	6.

Des expériences faites de manière que le champ soit parallèle au courant ont aussi donné une variation, mais ont donné des résultats moins sûrs.

Dans la théorie de J.-J. Thomson, $\frac{1}{A} = n_e u_0$ (n : nombre de corpuscules dans l'unité de volume) et $\frac{dA}{A} = \frac{1}{3} H^2 u_0^2$.

Les nombres ci-dessus permettent de calculer u_0 = vitesse du corpuscule acquise sous l'action d'un champ unité. Pour le platine :

$$u_0 = 3{,}9 \times 10^{\ 7}.$$

Mais $u_0 = \frac{1}{2}\frac{e}{m}\frac{\lambda}{C}$, e = charge d'un corpuscule de masse m. λ = libre moyen parcours; C = vitesse initiale = $7{,}6 \times 10^6$ à 27° C.

On déduit de là $\lambda = 5{,}9 \times 10^{-7}$, toujours pour le platine, et, par suite, $ne = 280$.

On déduit de là que la pression exercée par les corpuscules dans le cas du Pt serait de 700 atmosphères, et que $n = 1{,}4 \times 10^{22}$.

On trouve de même pour le temps $t = \frac{\lambda}{C}$ que met le corpuscule à parcourir son libre moyen parcours : $t = 8 \times 10^{-11}$, et par suite pour q, nombre de corpuscules produits par seconde à l'état permanent, $q = \frac{nC}{\lambda} = 1{,}8 \times 10^{35}$.

On a pu de même calculer ces mêmes quantités pour les autres métaux.

La connaissance de la pression corpusculaire permet de connaître W, travail nécessaire pour faire passer un corpuscule de l'intérieur à l'extérieur du métal.

Si X est la force qui agit sur le corpuscule dans une direction ox perpendiculaire à la surface du métal,

$$W = \int X dx.$$

Or,

$$Xne = -\frac{dp}{dx}.$$

p étant proportionnel à la température absolue et au nombre de corpuscules :

$$-\frac{dp}{dx} = -C\theta\frac{dn}{dx},$$

d'où :

$$W = -\frac{C\theta}{e}\log n.$$

Si tout le travail est électrique, W est la différence de potentiel.

Dans le cas de deux métaux, la différence de potentiel au contact V sera :

$$V = \frac{C\theta}{e}\log\frac{n_1}{n_2}.$$

Si, avec Maxwell, on suppose que dans un gaz il y a 2×10^{19} molécules par centimètre carré, à la température et à la pression normales,

$$\frac{C\theta}{e} = 0,027,$$

et

$$V = 0,027\log\frac{n_1}{n_2}.$$

On obtient ainsi pour les valeurs des différences de potentiel au contact :

Cu — Pt	Cu — Au	CuAg	Cu — Cd	CuZn	CuSn	CuC
0,0239	0,0117	0,0015	0,0684	0,0478	0,0546	0,2176

E. Perreau.

COMPTES RENDUS DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES ;

T. CXXXII, 1er semestre 1901.

E. LAGRANGE. — Sur la propagation des ondes hertziennes dans la télégraphie sans fil. — P. 203.

Les appareils récepteurs sont enfermés dans une caisse en bois placée dans la terre à 30 centimètres de profondeur. Soumis à l'action d'ondes émises, à une centaine de mètres de distance, par un excitateur hertzien, muni d'une antenne de 2 mètres, le cohéreur

fonctionne ou non suivant que la caisse n'est pas ou est recouverte par de la terre. Les ondes hertziennes ne pénètrent donc pas dans la profondeur du sol.

C. GUTTON. — Sur la propagation des oscillations hertziennes dans l'eau. — P. 543.

M. Blondlot a déduit de considérations d'homogénéité que la longueur d'onde d'un résonateur est la même que celle observée dans l'air lorsqu'on opère dans un milieu isolant dont les propriétés électriques et magnétiques ne dépendent que de la constante diélectrique. Obtient-on le même résultat lorsque le milieu est magnétique, conducteur, ou présente une absorption notable pour les ondes hertziennes ? Dans le cas de l'eau de source, dont les propriétés magnétiques dépendent d'autres grandeurs que de sa constante diélectrique, la longueur d'onde reste la même lorsque le résonateur et les fils de transmission sont plongés dans l'eau ; la longueur d'onde du résonateur est indépendante des dimensions de l'excitateur. Le chemin parcouru par les ondes pendant une période du résonateur oscillant dans l'air est 8,3 fois plus petit dans l'eau que dans l'air. L'indice de réfraction de l'eau pour les ondes électriques est 8,3, nombre voisin de ceux trouvés par MM. Heerwagen, Cohn et Zeeman, Cole, Nernst, Drude. Enfin, les expériences de M. Gutton avec le résonateur immergé fournissant une longueur d'onde $\lambda = VT$, la même que dans l'air, il faut admettre que la période d'oscillation du résonateur devient 8,3 fois plus grande lorsqu'on le plonge dans l'eau. Ce résultat est en désaccord avec ceux énoncés par M. Turpain [1].

C. TISSOT. — Sur la mesure de la période des ondes utilisées dans la télégraphie sans fil. — P. 763.

Si l'on veut réaliser la résonance du transmetteur et du récepteur employés dans la télégraphie sans fil, il est bon de connaître autrement que par le calcul, qui fournit dans ce cas des résultats bien incertains, l'influence des accessoires du transmetteur sur la période des ondes émises par l'excitateur. On enregistre la période de l'oscillateur en employant le procédé du miroir tournant de Feddersen.

---

[1] *C. R.*, t. CXXIX, p. 676 ; 1899.

La vitesse de rotation du miroir n'est pas mesurée par le son d'axe; elle est fournie par un commutateur tournant qui, entraîné en même temps que le miroir, décharge n fois par seconde un condensateur étalonné dans un galvanomètre; le courant de décharge est proportionnel à la vitesse. Parmi les principaux résultats obtenus, signalons que la période est unique et invariable pour une longueur donnée de l'antenne et une même longueur d'étincelle; cette période varie avec la longueur de l'antenne et la longueur de l'étincelle (résultats vérifiés entre les périodes de $0,6 \times 10^{-6}$ et $1,8 \times 10^{-6}$ seconde). L'amortissement, toujours très marqué, ne laisse apparaître que quatre images au plus dans chaque étincelle.

L. DÉCOMBE. — Sur la mesure de la période des oscillations électriques par le miroir tournant. — P. 1037.

Dans la note précédente, M. Tissot ayant formulé quelques critiques relatives à l'appareil dont M. Décombe s'était servi dans ses anciennes expériences [1], celui-ci est amené à préciser les conditions dans lesquelles il s'était placé. La mesure de la vitesse de rotation au moyen du son d'axe est obtenue avec une précision suffisante, si l'on considère que les positions exactes des maxima enregistrés photographiquement sont obtenues elles-mêmes avec une précision plutôt médiocre.

Bien que les conditions expérimentales diffèrent de celles de M. Tissot, une conclusion est commune aux deux auteurs, c'est que la période des excitateurs électriques est unique.

E. KOENIG. — Oscillations périodiques produites par la superposition d'un courant alternatif au courant continu dans un arc électrique. — P. 962.

Dans le secondaire d'un transformateur, on fait passer le courant d'une lampe à arc et on actionne le primaire avec du courant alternatif. Sous l'action du courant alternatif, l'intensité de la lumière de la lampe à arc subit des variations périodiques assez lentes pour être perceptibles à l'œil. Si on allonge l'arc, on perçoit un son faible de l'ordre de 40 périodes; si on augmente l'intensité du courant alter-

(1) *J. de Phys.*, 3e série, t. VIII, p. 150; 1899.

natif, les variations d'intensité deviennent plus considérables, tout en conservant la même fréquence.

J. VIOLLE. — Sur un éclair en boule. — P. 1537.

Le 9 juin 1901, M. Violle a observé à Fixin (Côte-d'Or), dans la région d'un nuage orageux où les éclairs se succédaient à intervalles assez rapprochés sous la forme de traits de feu à peine sinueux et presque verticaux, l'apparition d'une boule de feu paraissant tomber du ciel à la façon d'une pierre.

D. NEGREANO. — Vibrations produites dans un fil à l'aide d'une machine à influence. — P. 1404.

Un fil métallique, de $2^{mm},5$ de diamètre, est fixé par une de ses extrémités à l'un des pôles d'une machine de Wimshurst; il est tendu, isolé et contenu dans un tube de $2^{m},50$ de longueur et de 60 millimètres de diamètre. Lorsque la machine est en action, l'autre pôle étant réuni au sol, le fil métallique effectue des vibrations transversales; dans l'obscurité et lorsque le fil est attaché au pôle positif, on aperçoit des lignes brillantes équidistantes plus larges vers le milieu et amincies aux bords. Dans le cas où le fil est attaché au pôle négatif, on voit tout le long du fil des points lumineux équidistants. MM. Bezold, Tommasina et Viol avaient réalisé des expériences analogues.

BORDIER. — Théorie de la machine de Wimshurst sans secteurs. — P. 761.

L'auteur étudie le fonctionnement de la machine Bonetti; il rend compte de l'influence que l'électricité répandue sur les plateaux exerce sur les balais des conducteurs diamétraux ainsi que sur les peignes des collecteurs. L'action des collecteurs sur les balais les plus voisins est aussi mise en évidence.

A. RICCO. — Communications téléphoniques au moyen de fils tendus sur la neige. — P. 323.

BERNARD BRUNHES. — Sur les propriétés isolantes de la neige. — P. 465.

La communication téléphonique entre l'observatoire de l'Etna et Nicolosi a pu être établie avec des fils métalliques déposés sur la

neige. M. Brunhes rappelle à ce sujet que, depuis plus de vingt ans, cette pratique est connue du personnel de l'observatoire du Puy-de-Dôme ; dans de nombreuses circonstances, après rupture du fil de ligne, celui-ci était raccordé sommairement avec un fil conducteur déposé sur la neige. Les expériences entreprises, en 1898, au mont Blanc, par MM. Lespieau et Cauro, avaient établi que la neige est pratiquement isolante pour le courant électrique.

RHEIMS. — Sur la corrélation des expériences faites à Dijon, en 1894, pour l'application de l'idée de retour commun pour circuits téléphoniques et les expériences faites depuis cette date de 1894 sur la téléphonie sans fil. — P. 77.

Les mélanges de conversation, produits par des circuits appartenant au même retour commun, sont causés par de mauvais isolements, c'est-à-dire par des pertes à la terre. Ce résultat, déjà obtenu en 1894, est d'accord avec ceux signalés par Gavey et dont sir William Preece a rendu compte dernièrement.

André BROCA et TURCHINI. — Décharge disruptive dans les électrolytes. — P. 915.

Voici la conclusion des auteurs : La décharge disruptive dans les électrolytes est un phénomène complexe dans lequel entrent en jeu la conductibilité, la capacité de polarisation et d'autres conditions. La conductibilité des électrolytes ne s'établit qu'au bout d'un certain temps ; pour des fréquences suffisantes (celles obtenues par MM. Broca et Turchini étaient de l'ordre de un million par seconde), les électrolytes se comportent comme des diélectriques. On conçoit après cela pourquoi les électrolytes sont transparents pour la lumière.

G. LIPPMANN. — Sur un galvanomètre parfaitement astatique. — P. 1163.

L'aiguille aimantée, suspendue à un fil de cocon, peut se déplacer parallèlement à elle-même entre les deux bobines fixes parcourues par le courant à mesurer et orientées de telle sorte que leurs axes, qui se trouvent dans le prolongement l'un de l'autre, soient dans le plan du méridien magnétique. Le fil de support de l'aimant est attaché à l'extrémité du fléau d'une petite balance de torsion. Le maniement de l'appareil est assez facile ; l'amortissement propre est très grand. L'emploi du fil de torsion assure une sensibilité considérable.

G. LÉON. — Sur un grisoumètre électrique. — P. 1408.

La résistance d'un fil de platine chauffé vers 1000° par un courant électrique change suivant qu'il est placé dans le grisou ou dans l'air pur. Deux fils de platine de même résistance, parcourus par un même courant, sont plongés l'un dans le grisou, l'autre dans l'air pur; ils présentent une différence de résistance électrique que l'on peut mettre en évidence en complétant le circuit avec deux fils de constantan et réalisant un pont de Wheatstone. La différence ainsi mise en évidence peut servir à déceler des quantités extrêmement faibles de grisou dans l'atmosphère des mines.

CH. POLLAK. — Sur un voltamètre disjoncteur des courants. — P. 1405.

Comme redresseurs de courants alternatifs, M. Pollak emploie des électrolytes à électrodes en aluminium; si le liquide électrolytique employé est le phosphate de potassium, on peut faire monter jusqu'à 200 volts la tension du courant redressé. L'appareil ainsi réalisé peut servir de condensateur et permettre l'utilisation des deux phases du courant alternatif. Le fonctionnement de ces appareils n'est satisfaisant que pour les températures qui ne sont pas supérieures à 40° C.; leur rendement, mesuré au wattmètre, atteint alors jusqu'à 80 0/0.

MARCELLIN BERTHELOT. — Sur les relations électrochimiques des états allotropiques des métaux et de l'argent en particulier. — P. 732.

L'existence des forces électromotrices dans des piles possédant pour électrodes de l'argent sous différents états allotropiques et pour électrolyte une solution d'azotate d'argent au $\frac{1}{10}$ permet de différencier ces différents états.

Des électrodes en argent pur amorphe (feuilles ou lames) ne donnent rien : l'argent pur amorphe opposé à chacun des quatre états allotropiques définis par les recherches de M. Berthelot (argent modifié par l'action de l'oxygène vers 550°; argent précipité par le cuivre, non chauffé; le même chauffé; argent cristallisé) fournit une force électromotrice. Après le passage du courant pendant au plus

cinq minutes, l'identité des surfaces est obtenue, et la force électromotrice devient nulle.

PIERRE WEISS. — Sur un nouveau système d'ampèremètres et de voltmètres indépendants de l'intensité de leur aimant permanent. — P. 957.

M. Weiss a eu l'ingénieuse idée de rendre la sensibilité des instruments de mesure électrique (du type Deprez-d'Arsonval) indépendante des variations de l'aimant directeur en fixant invariablement au cadre mobile et dans la direction du plan des spires une petite palette de fer doux. Le fer doux, soumis à l'action du champ magnétique, agit comme couple directeur; celui-ci diminue lorsque l'aimant s'affaiblit. Soumis à l'action du courant du cadre, il intervient dans la valeur du couple déviant; celui-ci augmente lorsque l'aimant s'affaiblit. La compensation est obtenue aussi parfaitement que possible lorsque la palette est aimantée à saturation; son moment magnétique reste alors constant et indépendant du champ de l'aimant.

TH. MOUREAUX. — Sur la valeur absolue des éléments magnétiques au 1er janvier 1901. — P. 30.

Voici les valeurs absolues des éléments magnétiques au 1er janvier 1901 :

	Parc Saint-Maur.	Val Joyeux.	Perpignan.	Nice.
Longitude........	0° 9′ 23″ E	0° 19′ 23″ W	0° 32′ 45″ E	4° 57′ 48″ E
Latitude nord....	48° 48′ 34″	48° 49′ 16″	42° 42′ 8″	44° 43′ 17″
Déclinaison occidentale........	14° 43′ 78	15° 14′ 40	13° 34′ 77	11° 57′ 95
Inclinaison.......	64° 51′ 9	64° 59′ 9	59° 57′ 5	60° 9′ 10
Composante horizontale	0,19755	0,19662	0,22450	0,22425
Composante verticale	0,42106	0,42161	0,38819	0,39077
Composante nord.	0,19106	0,18971	0,21822	0,21938
Composante ouest	0,05023	0,05168	0,05271	0,04650
Force totale......	0,46510	0,46520	0,44844	0,45054

ALFRED ANGOT. — Sur la relation de l'activité solaire avec la variation diurne de la déclinaison magnétique. Sur la variation diurne de la déclinaison magnétique. — P. 254 et 317.

La variation diurne de la déclinaison magnétique doit être considérée comme résultant de la superposition de deux ondes distinctes :

l'*onde normale*, correspondant aux époques de calme du soleil : l'*onde perturbatrice*, qui dépend des variations de l'activité solaire mesurée par le nombre relatif des taches. Pour Paris et Greenwich, l'onde perturbatrice passe par un minimum deux heures après le lever du soleil, croît ensuite et passe par un minimum vers quatorze heures. L'onde perturbatrice est d'origine purement solaire, tandis que l'onde normale est d'origine complexe, bien qu'il y ait prédominance des causes terrestres.

EMMANUEL LEGRAND. — **Anémomètre électrique à indications à distance.** — P. 323.

L'axe de rotation de l'anémomètre porte un anneau de Gramme qui tourne entre les pôles d'un aimant permanent; les courants induits, qui sont proportionnels à la vitesse de rotation, sont enregistrés au moyen d'un galvanomètre Deprez-d'Arsonval, qui fonctionne comme un voltmètre approprié pour cet usage.

R. BAILLAUD. — **Application du photomètre à coin à la mesure des grandeurs photographiques des étoiles.** — P. 1091.

On éclaire par un dispositif convenable les clichés photographiques stellaires; les images des étoiles apparaissent noires sur fond blanc. On vise ces images au moyen d'une lunette dans le plan focal de laquelle se trouve la lame neutre du photomètre à coin. On fait disparaître ces images par le même procédé qui permet d'éteindre, dans la visée directe, les images des étoiles; grâce à une disposition spéciale, les lectures sont enregistrées mécaniquement.

A. DE LA BAUME-PLUVINEL. — **Sur le spectre de la couronne solaire photographié à Elche (Espagne) pendant l'éclipse totale du soleil de 28 mai 1900.** — P. 1259.

Les photographies ont été effectuées simultanément avec trois spectroscopes différents : 1° un spectroscope à fente très lumineux; 2° un spectroscope à prisme objectif de grandes dimensions; 3° un spectroscope à prisme objectif en spath et quartz. Dans l'ensemble des renseignements fournis par l'auteur, il y a lieu de signaler l'inégalité des intensités des raies fournies par les deux bords du Soleil le long de l'équateur; le bord ouest fournit des raies plus nombreuses

et plus intenses que le bord est. Cette différence est principalement due à la chromosphère.

Ce sont les radiations du calcium, de l'hydrogène et de l'hélium qui fournissent les images les plus intenses. On reconnaît, comme l'a déjà fait M. Meslin, que le rapport des intensités des diverses protubérances n'est pas le même dans les images formées par la vapeur de calcium que dans les images fournies par l'hydrogène.

D'une manière générale, le minimum d'activité solaire s'est fait sentir dans les phénomènes de la couronne et de la chromosphère.

CH. FABRY et A. PEROT. — Longueurs d'onde de quelques raies du fer. — P. 1264.

Le spectre du fer est composé de raies assez fines pour fournir de bons repères qui ont été souvent employés. Il était important de l'étudier. MM. Pérot et Fabry ont utilisé leur appareil interférentiel et les radiations émises par l'arc électrique jaillissant entre deux tiges de fer. Voici le tableau des longueurs d'onde observées rapportées à la raie verte du cadmium, pour laquelle M. Michelson a obtenu la valeur $508^{\mu\mu},58240$; ces nombres sont exacts à quelques unités près du dernier ordre.

$649^{\mu\mu},4992$	$558^{\mu\mu},6775$	$508^{\mu\mu},3345$
623 ,0733	550 ,6783	500 ,1887
606 ,5489	543 ,4525	485 ,9763
576 ,3023	530 ,2321	473 ,6785
561 ,5657	523 ,2954	

H.-S. HELE-SHAW. — Contribution à l'étude théorique et expérimentale des veines liquides déformées par des obstacles et à la détermination des lignes d'induction d'un champ magnétique. — P. 1306.

Avec des moyens analogues à ceux indiqués par M. Marey et publiés d'autre part [1], l'auteur a pu étudier le mouvement des fluides circulant dans des conduites de différentes dimensions et rencontrant des obstacles de formes différentes. Avec des liquides de viscosités différentes et des obstacles variés, on peut reproduire toutes les apparences qui caractérisent les lignes de force du champ électrique, ainsi que les lignes de force du champ magnétique dans les corps non magnétiques, magnétiques ou diamagnétiques.

---

(1) Voir ce volume, p. 129.

EDM. Van AUBEL. — Sur la densité des alliages. — P. 1266.

L'alliage d'aluminium et d'antimoine, qui correspond à la formule AlSb, a un point de fusion (1078°-1080°) plus élevé que ceux des composants (Al = 660° et Sb = 630°). Cet alliage se produit, contrairement à la règle formulée par Matthiessen ([1]), avec augmentation de volume. Ainsi $7^{cm},07$ d'aluminium + $12^{cm},07$ d'antimoine fournissent $23^{cm},71$ d'alliage AlSb.

DE COPPET. — Sur les abaissements moléculaires de la température du maximum de densité de l'eau produits par la dissolution des chlorures, bromures et iodures de potassium, sodium, rubidium, lithium et ammonium ; rapports de ces abaissements entre eux. — P. 1218.

Voici le résumé des valeurs des abaissements moléculaires de la température du maximum de densité de l'eau produits par ces sels :

	Chlorure	Bromure	Iodure
Rubidium..........	11° 7	13° 2	15° 6
Potassium..........	11 6	12 8	15 4
Sodium............	13 2	14 5	17 0
Lithium............	6 0	7 0	8 3
Ammonium.........	7 2	8 7	11 1

Les sels de sodium abaissent le plus la température du maximum de densité de l'eau. Les sels de rubidium et de potassium viennent après, avec des abaissements moléculaires à peu près égaux; puis viennent, dans l'ordre, l'ammonium et le lithium. Une remarque importante résulte de l'observation de ce tableau, c'est que le rapport entre les abaissements produits par le chlorure et le bromure (ou le bromure et l'iodure) d'un métal est sensiblement le même pour tous les métaux du groupe.

G. FLUSIN. — Sur l'osmose à travers la membrane de ferrocyanure de cuivre. — P. 1110.

L'auteur a réalisé, en se conformant aux indications fournies par Pfeffer, des vases à cloisons semi-perméables de ferrocyanure de cuivre. Il a observé comparativement les durées d'établissement de la pression osmotique. L'urée a présenté une anomalie : alors que le

([1]) Ad. WÜLLNER, *Lehrbuch der Experimentalphysik*, 5e édition, t. II, p. 48. 1896.

saccharose, l'amygdaline, l'antyprine sont arrêtés en totalité par la membrane, l'urée traverse ces cloisons. Pour les autres corps, les nombres obtenus sont conformes à ceux prévus par la théorie.

EDOUARD MACK. — Quelques isothermes de l'éther entre 100° et 206°. — Isochores de l'éther de 1 centimètre cube à 1^{cm^3},85. — P. 952 et 1035.

Un tube de verre vertical, de 5 centimètres de longueur, contient de l'éther; fermé à sa partie supérieure, il est en communication par la partie inférieure avec un manomètre du type Amagat. On le maintient à température constante en l'entourant d'un bain d'huile et on observe les volumes occupés par la masse d'éther à différentes pressions. On a pu déterminer ainsi tous les éléments des isothermes relatives à treize températures, comprises entre 100° et 207°.

Les valeurs des pressions de vaporisation de l'éther sont celles marquées par les paliers des isothermes étudiées; elles sont voisines de celles observées par M. Ramsay :

Températures :							
122° 4	136° 65	148° 9	161° 9	172° 7	182° 4	187° 5	192° 15
Pressions :							
10,39	13,96	17,40	21,88	26,16	30,61	33,50	35,75

Les lignes d'égal volume ou isochores sont des lignes droites. Ce résultat est conforme à la loi de M. Amagat : « à volume constant, l'augmentation des pressions est proportionnelle à l'accroissement de température. »

PAUL CHROUSTCHOFF. — Recherches cryoscopiques. — P. 955.

L'auteur fournit quelques détails sur le procédé qu'il emploie pour la détermination des températures de congélation des solutions cryoscopiques. La température est mesurée au $\frac{1}{1000^e}$ de degré près par la résistance électrique d'un fil métallique (procédé de MM. Callendar et Griffiths), qui constitue la quatrième branche d'un pont de Wheatstone. L'isolement et la constance de la température des autres branches du pont sont assurés par leur immersion dans un même bain d'hydrocarbure.

Les solutions sont d'abord congelées au-dessous de la température

de convergence; on détermine ensuite celle-ci en laissant le réchauffement se produire lentement. Afin d'éviter que l'intérieur de l'éprouvette ne communique avec l'atmosphère ambiante, on utilise une fermeture au mercure qui présente l'avantage de ne pas entraver la marche de l'agitateur hélicoïdal.

M. GUINCHANT. — Compressibilité des dissolutions. — P. 469.

Les phénomènes de dissociation électrolytique et d'hydrolyse compliquent l'étude des dissolutions salines; aussi, pour dégager les lois simples et générales, il paraît naturel de s'adresser aux dissolutions de composés organiques. La recherche de la variation avec la pression de ce que M. Traube appelle *le volume du corps dissous*, c'est-à-dire la différence entre le volume de la dissolution et le volume du dissolvant, conduit au résultat suivant : le volume du corps dissous est indépendant de la pression (vérifiée jusqu'à 4 atmosphères). Il y a lieu d'admettre, après cela, que la variation de volume qui accompagne la dissolution simple d'un corps dans l'eau est due à une variation dans l'état d'agrégation du dissolvant plutôt qu'au volume occupé par les molécules dissoutes.

Les mesures de la densité et de la compressibilité ont été faites à la même température. Voici les résultats obtenus :

Corps dissous.	Nombre de molécules par litre.	Densité.	$\gamma_1 - \gamma'_1$	$\gamma - \varepsilon$
Alcool............	2	0,9851	$4,21 \times 10^{-6}$	$46,2 \times 10^{-6}$
—	1	0,9920	$2,31 \times 10^{-6}$	$45,8 \times 10^{-6}$
Acide acétique.....	2	1,0181	$4,84 \times 10^{-6}$	$46,4 \times 10^{-6}$
—	1	1,0071	$2,50 \times 10^{-6}$	$46,8 \times 10^{-6}$
Alcool isobutylique.	1	0,9900	$3,73 \times 10^{-6}$	$47,2 \times 10^{-6}$
—	0,5	0,9949	$1,72 \times 10^{-6}$	$46,6 \times 10^{-6}$
Acétone...........	1	0,9948	$2,94 \times 10^{-6}$	$46,5 \times 10^{-6}$
Sucre.............	1	1,1320	$11,8 \times 10^{-6}$	$46,1 \times 10^{-6}$
Résorcine..........	1	1,0228	$3,63 \times 10^{-6}$	$45,9 \times 10^{-6}$
Urée..............	1	1,0183	$3,53 \times 10^{-6}$	$46,3 \times 10^{-6}$

γ_1 et γ'_1 étant les coefficients de compressibilité apparente du dissolvant et de la dissolution observés dans le même récipient, γ le coefficient de compressibilité du corps dissous.

W. LOUGUININE. — Détermination des chaleurs latentes de vaporisation de quelques substances de la chimie organique. — P. 88.

Voici le tableau des résultats obtenus par l'auteur :

	Chaleurs spécifiques moyennes.	Chaleur latente de vaporisation.	Valeurs de la constante de Trouton $\frac{MS}{T}$.
Aniline..............	0,5485 entre 20° 5 et 176° 5	104,17	21,19
Méthyléthylacétoxime.	0,6503 entre 21° 9 et 151° 5	115,73	23, 7
Anisol...............	0,4806 entre 20° et 151° 7	80,30	20,58
Butyronitrile.........	0,5471 entre 21° et 113° 3	115,25	20,37

Les valeurs obtenues pour la constante de Trouton démontrent que les molécules de ces quatre substances ne sont pas polymérisées.

F. CAUBET. — Sur la liquéfaction des mélanges gazeux. Variation des concentrations des deux phases existantes liquide et vapeur le long des isothermes. — P. 128.

Le théorème de M. Gibbs relatif aux systèmes bivariants en équilibre consiste en ceci : à une température donnée et sous une pression déterminée, la composition qu'affectent les phases, au moment de l'équilibre, est déterminée; elle ne dépend pas des masses des composants indépendants qui servent à former le système. Cet énoncé a été complété par M. Duhem : si l'on se donne la température, la pression et les masses des composants indépendants qui forment un système bivariant, la masse de chacune des phases au moment de l'équilibre est en général déterminée. Ces théorèmes sont confirmés expérimentalement par l'auteur avec le mélange de SO^2 et de CO^2 soumis à des compressions isothermiques.

L. MALASSEZ. — Nouveau modèle d'oculaire à glace micrométrique. — P. 105.

Le micromètre, qui est placé entre les deux lentilles d'un oculaire de Huygens, peut être déplacé par rapport à la lentille de visée ; il est aussi possible de rectifier la mise au point du micromètre sans changer les distances respectives des deux lentilles de l'oculaire.

A. CORNU. — Sur la compensation mécanique de la rotation du champ optique fourni par le sidérostat et l'héliostat. — P. 1013.

A l'occasion de recherches sur la réflexion cristalline, M. Cornu avait été conduit à réaliser mécaniquement la relation homographique :

$$\text{tang}(\alpha - \alpha_0) = K \,\text{tang}(\beta - \beta_0),$$

qui lie les plans de polarisation des rayons incident et réfléchi sur la surface d'un milieu isotrope ou cristallisé. Cette relation est précisément celle qui relie l'angle Y de rotation du champ du sidérostat avec l'angle horaire H de l'astre dont l'image est envoyée dans une direction fixe d'angle horaire ω. On a en effet :

$$\text{tang}\frac{1}{2}\,Y = K \,\text{tang}\frac{1}{2}\,(H - \omega).$$

L'organe cinématique le plus précis qui réalise cette condition est le *joint universel*, ou joint *hollandais*, ou encore *croisillon*. Cet organe a été adopté par M. P. Gautier pour le grand sidérostat de la lunette de l'Exposition de 1900.

R. Dongier

OCTOBRE 1902.

TABLE DES MATIÈRES.

OCTOBRE 1902.

(*Voir* la suite à la page 3.)

Tours. — Imprimerie Deslis Frères.

Le Gérant: L. Deslis.

JOURNAL
DE PHYSIQUE
THÉORIQUE ET APPLIQUÉE,

FONDÉ

PAR J.-CH. D'ALMEIDA

ET PUBLIÉ PAR

MM. E. BOUTY, G. LIPPMANN, E. MASCART, A. POTIER,

ET

M. B. BRUNHES, adjoint à la rédaction,

AVEC LA COLLABORATION

D'UN GRAND NOMBRE DE PROFESSEURS ET DE PHYSICIENS.

QUATRIÈME SÉRIE.

TOME I. — NOVEMBRE 1902.

PARIS,

AU BUREAU DU JOURNAL DE PHYSIQUE,

11, RUE RATAUD (5e).

Toutes les réclamations doivent être adressées à M. **Sandoz**, rue Rataud, 11, à Paris, 5e

Par application de la loi du 7 avril 1879, tous les bureaux de poste de France, d'Algérie, de Belgique, de Danemarck, de Hollande, d'Italie, de Norvège, de Portugal, de Suède et de Suisse sont autorisés à recevoir les abonnements. Nos lecteurs n'ont qu'à verser la somme de 17 francs pour la France ou 18 francs pour les pays ci-dessus désignés, au nom de M. Sandoz, *Secrétaire du Journal*, rue Rataud, n° 11, à Paris, 5e. Ils n'ont ni lettre

Le *Journal de Physique théorique et appliquée* paraît chaque mois et forme par an un volume grand in-8° de 40 à 50 feuilles, avec figures dans le texte. La première série 1872-1881 se vend 200 francs (rare). Les vingt derniers volumes, 1882-1901, se vendent séparément.... 15 fr.

Les abonnements sont annuels et partent de janvier.

Prix pour un an (12 numéros):

France.. 17 fr.
Etranger.. 18 fr.

On s'abonne dans tous les bureaux de poste, au nom de M. Sandoz, rue Rataud, 11. Paris, 5ᵉ.

Tout ce qui concerne la rédaction doit être adressé à M. Bouty, rue du Val-de-Grâce, 9. Paris, 5ᵉ.

Tout ce qui concerne l'administration doit être adressé à M. Sandoz, rue Rataud, 11. Paris, 5ᵉ.

La table générale des trois séries (1872-1901) vient de paraître. Elle est mise en vente au prix de 10 francs, ou, expédiée par la poste, 10 fr. 90.

AVIS

Désireuse de publier le plus promptement possible des Analyses des Travaux étrangers, la Rédaction prie MM. les Auteurs de vouloir bien lui envoyer désormais deux exemplaires de leurs nouveaux Mémoires.

SUR LES ONDES LUMINEUSES STATIONNAIRES ;

Par M. A. COTTON [1].

En poursuivant des recherches sur la fabrication de réseaux par la photographie de franges d'interférence [2], j'ai utilisé en particulier les ondes stationnaires. J'ai été ainsi conduit à examiner quelques points de la théorie de ces ondes, et à expérimenter des procédés permettant de les étudier directement ou à l'aide de la photographie. Je vais indiquer ici les résultats de ces recherches. Dans les paragraphes I et II, je m'occuperai de la théorie, et j'indiquerai des observations que j'ai faites avec le microscope.

Dans les trois derniers paragraphes, je parlerai des procédés photographiques qui permettent de mettre en évidence les ondes stationnaires sous l'incidence normale (expériences de Wiener et de Lippmann).

I. *Ondes stationnaires et franges d'un seul miroir.* — Supposons qu'un faisceau monochromatique de rayons parallèles rencontre un miroir sous une incidence quelconque, et proposons-nous d'étudier l'interférence du faisceau direct et du faisceau réfléchi. Nous nous trouvons dans un cas particulier du problème plus général où deux faisceaux parallèles, provenant d'une même source, se rencontrent. Il est bon d'indiquer la solution de ce problème plus général, parce qu'elle permet de traiter de la même façon très simple l'étude de presque tous les appareils d'interférence donnant des franges à distance finie.

Soit 2α l'angle que forment entre eux les deux systèmes de rayons (supposés parallèles au plan de la figure), ou, d'une façon plus précise, l'angle formé par deux flèches indiquant la direction et le sens de propagation des deux sortes de rayons (*fig.* 1). Tout l'espace commun aux deux faisceaux est traversé par un ensemble de *surfaces d'interférence*, qui sont des plans parallèles et équidistants. Ces plans sont parallèles au plan de symétrie de la figure formée par les deux *flèches* et sont par conséquent perpendiculaires au

(1) Communication faite à la Société française de Physique, Séance du 2 mai 1902.

(2) Société française de Physique, Séances des 13 avril, 17 mai (communication de M. Lippmann), 5 juillet 1901. Ces recherches feront l'objet d'une prochaine publication.

plan de celle-ci. La distance de deux plans consécutifs est égale à $\frac{\lambda}{2 \sin \alpha}$ (1).

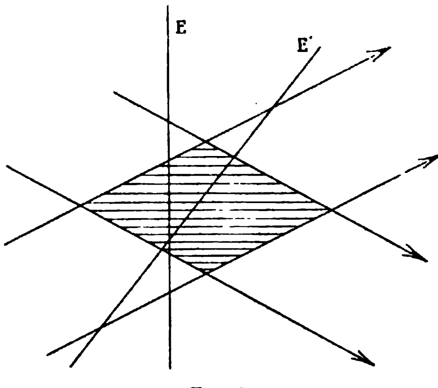


Fig. 1.

Si l'on coupe ces plans par un écran E qui leur est perpendiculaire, on obtiendra des franges rectilignes parallèles et équidistantes

(1) Ces résultats s'obtiennent immédiatement par le calcul, ou bien comme il suit : soit M un point (*fig.* 2) où les mouvements vibratoires relatifs aux deux

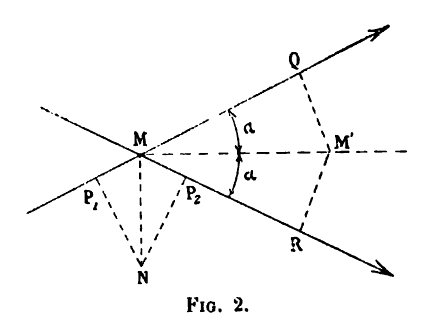


Fig. 2.

ondes planes sont par exemple concordants. En un point M' de la bissectrice, les deux ondes sont également concordantes, puisque les chemins parcourus MQ, MR, sont égaux. Les deux ondes qui arrivent en M se coupant suivant une droite perpendiculaire au plan de la figure, la surface d'interférence est donc le plan dont MM' est la trace.

D'autre part, en un point N de l'autre bissectrice, tel que $MN = \frac{\lambda}{2 \sin \alpha}$, les deux ondes sont concordantes, car le mouvement vibratoire pour chacune de ces ondes est exactement opposé à celui qui existe en M $\left(MP_1 = MP_2 = \frac{\lambda}{2}\right)$.

séparées par le même intervalle $d = \frac{\lambda}{2 \sin \alpha}$. Ce sera également la distance qui séparera les franges dont on verra l'image en enlevant l'écran et mettant au point, à l'aide d'un instrument d'optique, sur le plan où il se trouvait. Si l'on incline l'écran d'un angle β, les franges qui se forment sont plus écartées $\left(\text{distance } \frac{\lambda}{2 \sin \alpha \cos \beta}\right)$.

Sur la surface plane d'une plaque sensible mise à la place de l'écran, on photographiera un réseau dont on pourra faire varier l'intervalle à volonté. Si la couche sensible est épaisse et transparente, les surfaces d'interférence qui la traverseront y produiront une stratification : on trouve immédiatement (en supposant, pour simplifier, la couche sensible plongée dans un milieu de même indice), que la distance entre les strates est précisément telle que les lames minces formées, éclairées par un faisceau de lumière blanche ayant la direction d'un des faisceaux interférents utilisés précédemment, colorent ce faisceau de la couleur qui avait servi à faire la photographie. Il n'est donc pas nécessaire, pour la reproduction photographique de la couleur d'un faisceau *parallèle*, d'employer les ondes stationnaires : il serait théoriquement possible d'utiliser tous les autres appareils auxquels s'appliquent sans modification les résultats qui viennent d'être indiqués : parmi ces appareils je citerai les miroirs de Fresnel, le biprisme, les lames minces en forme de coin, les prismes biréfringents en lumière polarisée, etc. (1).

(1) Tous ces appareils sont supposés éclairés par un faisceau parallèle de sorte que les deux sources qui interfèrent sont à l'infini. Si les deux sources

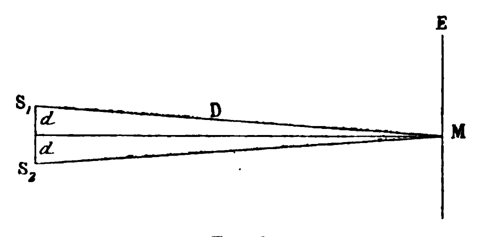


FIG. 3.

ponctuelles S_1, S_2 (*fig.* 3), distantes de $2d$, ne sont pas à l'infini, mais à une distance D suffisante de l'écran où on observe les franges voisines de la frange centrale, on peut encore traiter les deux faisceaux comme deux faisceaux paral-

Dans le cas de l'interférence d'un faisceau incident et d'un faisceau réfléchi, les surfaces d'interférence sont évidemment des plans parallèles au miroir, et, l'angle α étant le complément de l'angle d'incidence i, la distance qui les sépare est $\frac{\lambda}{2 \cos i}$; elle diminue régulièrement à mesure que l'incidence se rapproche de l'incidence normale.

Pour achever de définir complètement la place des surfaces d'interférence, il suffit de connaître la place de l'une d'entre elles. Si la réflexion s'effectuait sans perte de phase, les vibrations incidentes et réfléchies seraient concordantes sur la surface géométrique du miroir, qui déterminerait une surface d'interférence correspondant à un maximum.

En fait, on sait que tout se passe, au moins dans le cas d'un miroir *métallique*, comme si la réflexion se faisait, sans retard, sur un plan situé à une certaine distance de cette surface géométrique; et que la *surface optique* du miroir, ainsi définie (pour une radiation donnée), varie avec l'incidence et avec l'état de polarisation du faisceau incident.

Pour écarter cette complication, je supposerai dans ce qui va suivre — à moins d'indication contraire — que la lumière incidente est polarisée, et de telle manière que les vibrations (de Fresnel) du faisceau incident soient perpendiculaires au plan d'incidence. Les vibrations du faisceau incident et du faisceau réfléchi seront alors parallèles, les vibrations réfléchies sont, en outre, plus intenses, et c'est dans ces conditions, où la théorie est particulièrement simple, que le phénomène d'interférence sera aussi net que possible.

Je supposerai donc qu'un faisceau horizontal sensiblement parallèle et monochromatique provenant d'un arc au mercure, polarisé par un nicol, dont la section principale est horizontale, arrive sur un miroir métallique de façon à ce que le plan d'incidence soit vertical. Si l'incidence est presque rasante, les franges seront très écartées; les franges pourront être distinguées avec une loupe avec laquelle on vise sur le plan E (*fig.* 4) au voisinage de l'arête; ce sont les franges, connues depuis longtemps, dites d'un seul miroir. Si l'on

lèles. La formule donnant la distance des franges sur l'écran E prend alors, puisque l'angle α est sensiblement $\frac{d}{D}$, la forme $\frac{\lambda D}{2d}$, ce qui est la formule donnée habituellement à propos des miroirs de Fresnel.

augmente l'incidence, les franges se resserreront de plus en plus ; mais on pourra encore les distinguer avec un microscope dont l'ou-

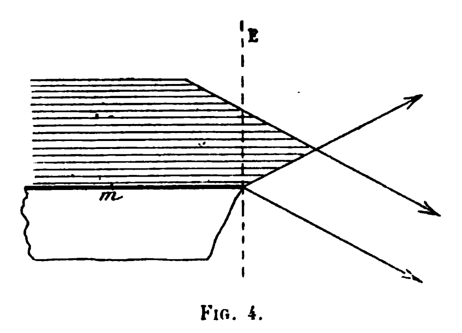


Fig. 4.

verture numérique est suffisante pour recevoir à la fois le faisceau incident et le faisceau réfléchi.

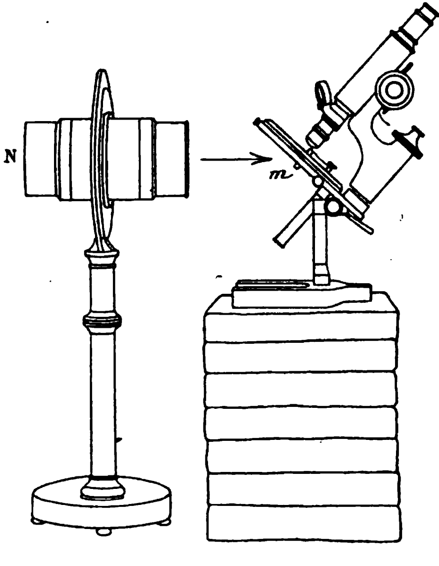


Fig. 5.

Le dispositif représenté (*fig.* 5) est commode pour faire ces observations sous diverses incidences : il suffit, en effet, d'incliner plus ou moins le corps du microscope dans le faisceau qui reste immobile. Le petit miroir *m*, disposé dans le trou de la platine, et perpendi-

culairement au plan de celle-ci, est découpé dans une glace argentée de manière [1] que l'arête, au voisinage de laquelle on vise, soit aussi bien délimitée que possible.

On commence par mettre ce miroir en place en observant avec un oculaire de très faible puissance : on voit alors dans le champ deux plages lumineuses qui sont les intersections du plan de visée avec les deux faisceaux, incident et réfléchi : lorsque ces deux plages sont distinctes, leurs bords rectilignes apparaissent bordés des franges habituelles de diffraction, qui changent avec la position du plan de visée. On agit alors sur le corps du microscope de façon à amener les deux plages à se superposer et on remplace l'oculaire par un autre plus puissant. *On aperçoit alors les franges fines correspondant aux ondes stationnaires.*

Si la lumière est suffisamment parallèle, on aperçoit ces franges dans toute la partie commune aux deux faisceaux. Si cette condition n'est pas remplie, on voit encore des franges, mais on n'en voit qu'un petit nombre, qui sont, en outre, altérées par la présence des rayons diffractés ; il convient donc de limiter le diamètre apparent de la source pour observer des franges d'ordre plus élevé, en écartant cette complication.

Il est bon de noter d'ailleurs qu'il n'est pas nécessaire d'employer une *fente étroite* pour voir un nombre de franges déjà un peu grand. La discussion de la netteté des franges montre facilement que, pour observer un nombre donné de franges, le diamètre apparent que l'on peut donner à la source croît rapidement à mesure que l'on s'écarte de l'incidence rasante [2].

A cet égard, il est donc plus facile d'observer les franges sous l'incidence de 45°, par exemple, que les franges ordinaires d'un seul miroir sous une incidence presque rasante. En revanche, il faut un grossissement de plus en plus considérable et un objectif d'une ouverture numérique suffisante [3] pour recevoir à la fois les deux faisceaux interférents.

(1) On emploie pour cela l'artifice indiqué par M. Cornu (*Etudes photométriques. J. de Phys.*, t. X, p. 194 ; 1881), consistant à utiliser le bord *opposé* au trait du diamant. Les faces non argentées sont noircies.

(2) En effet, pour un changement Δi de l'incidence, le déplacement de la frange d'ordre n est $\frac{n\lambda \operatorname{tg} i \, \Delta i}{2 \cos i}$; ce déplacement est donc une fraction de l'intervalle de deux franges égal à $n \operatorname{tg} i \, \Delta i$, fraction qui décroît rapidement à mesure que l'angle i décroît.

(3) L'ouverture numérique minima nécessaire pour une incidence i est évi-

Le cas de l'incidence de 45° est intéressant, parce que les ondes stationnaires dont on voit alors les intersections avec le plan sur lequel on vise, sont celles que M. Wiener a photographiées, dans sa célèbre expérience sur l'interférence de deux faisceaux polarisés dirigés à angle droit (¹). *Bien que les franges correspondantes ne soient plus distantes que de* $\frac{\lambda}{\sqrt{2}}$, *on les aperçoit sans difficulté.*

Il faut noter toutefois, comme me l'avait fait remarquer M. Gouy, que, pour cette expérience elle-même, l'observation directe ne pourrait remplacer la photographie, parce que les rayons, à angle droit près du miroir, sont nécessairement très peu inclinés l'un sur l'autre lorsqu'ils arrivent sur la rétine. En faisant l'expérience, j'ai constaté, en effet, que l'on voit encore les franges lorsqu'on tourne le polariseur d'un angle droit, de façon à utiliser des vibrations comprises dans le plan d'incidence. Dans ce cas, il n'y a pas interférence près du miroir, mais, quand les deux sortes de rayons arrivent sur la rétine, ils sont devenus capables d'interférer.

Si l'on donne au nicol des orientations intermédiaires, ou si on le supprime, les franges perdent beaucoup de leur netteté.

Cela montre que les deux systèmes de franges correspondant aux vibrations perpendiculaires et parallèles au plan d'incidence ne coïncident pas. Ce fait ne tient pas seulement à ce que le miroir est métallique et que la surface *optique* du miroir n'est par conséquent pas à la même place pour les deux catégories de vibrations. J'ai remplacé en effet le miroir argenté par un miroir de verre noir et j'ai observé avec des incidences voisines de 45°, c'est-à-dire comprises

---

demment égale à cos i. Un objectif d'une ouverture numérique égale à 0,95, comme celui que j'employais, permet donc de se rapprocher davantage de l'incidence normale.

(¹) Wiener a rappelé lui-même que Zenker, en 1868, avait proposé, mais non exécuté, une expérience semblable à la sienne. On ne connaît le travail de Zenker que par le rapport de Fizeau, à propos d'une médaille décernée à Zenker, à cette occasion, par l'Académie des Sciences (*C. R.*, LXVI, p. 932; 1868). Autant qu'on peut en juger par ce rapport très bref, Zenker proposait de photographier les franges, et d'observer ensuite la photographie au microscope. Le microscope permettrait, sans doute, de distinguer les franges qui se fixeraient sur une couche sensible très mince, normale au miroir (Neuhaus a réussi à faire des coupes et à voir les stratifications produites dans une photographie du spectre par la méthode de Lippmann). Mais les difficultés d'ordre photographique que Zenker aurait eu à surmonter étaient celles que Wiener a levées plus tard, et c'est à ce dernier qu'appartient, en outre, l'idée de disposer la couche de façon que les franges ainsi fixées fussent visibles à l'œil nu.

entre l'incidence brewsterienne et l'incidence normale. On voit alors des franges pour les deux azimuts principaux du nicol, bien qu'elles soient plus nettes, bien entendu, lorsque la lumière incidente est polarisée dans le plan d'incidence; mais les franges disparaissent alors complètement pour certaines orientations intermédiaires du nicol.

Ce fait s'explique facilement en partant des formules de Fresnel relatives à la réflexion vitreuse, en prenant garde au choix particulier d'axes, adopté par Fresnel.

S'il s'agit de vibrations perpendiculaires au plan d'incidence, on peut prendre le même axe pour la vibration incidente et la vibration réfléchie : la formule correspondante de Fresnel indique alors que, sur la surface S de séparation des deux milieux, il y a un changement de signe de la vibration réfléchie; c'est-à-dire que, sur cette surface S, il y a toujours un minimum quelle que soit l'incidence.

Les ondes stationnaires qui existent alors réellement près du miroir, quelle que soit l'incidence, et les franges que l'on voit, se correspondent exactement.

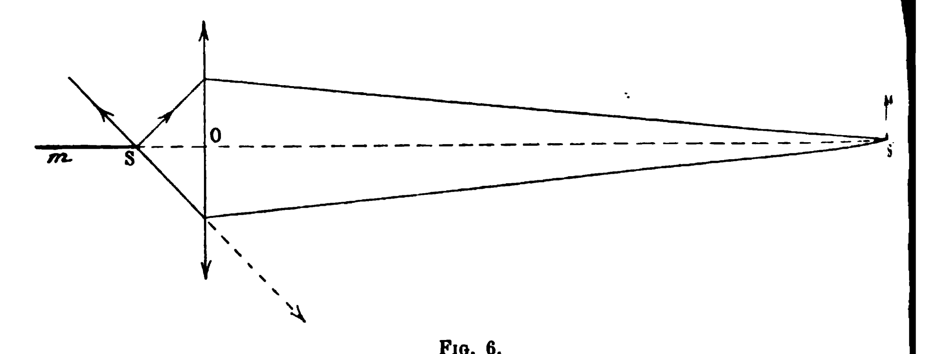


Fig. 6.

S'il s'agit de vibrations comprises dans le plan d'incidence, les vibrations incidentes et réfléchies n'étant plus parallèles, il faut choisir des axes différents pour les deux. Le sens positif de l'axe sur lequel on compte la vibration incidente étant pris arbitrairement, Fresnel compte la vibration réfléchie sur un axe tel qu'il coïncide exactement avec le précédent lorsqu'on rabat le rayon réfléchi sur le prolongement du rayon incident (*fig.* 6). Les sens positifs des deux axes étant ainsi déterminés, la formule de Fresnel montre que sur la surface S, pour des incidences comprises entre l'incidence brewste-

rienne et la normale, il n'y a pas de changement de signe de la vibration réfléchie. Si l'on ramène alors les deux rayons incident et réfléchi à avoir sensiblement la même direction, les vibrations devenues à peu près parallèles pourront interférer; et au point S', conjugué de S, on obtiendra un maximum, les vibrations qui ont parcouru des trajets équivalents étant parallèles et de même signe.

Les deux systèmes de franges d'un seul miroir de verre, observées au microscope, qui correspondent aux deux orientations principales du nicol, sont donc complémentaires pour toutes les incidences comprises entre l'incidence brewsterienne et l'incidence normale, tandis qu'elles coïncident pour les incidences plus obliques. Ce résultat est tout à fait d'accord avec ceux qu'a obtenus M. Mascart avec l'appareil des trois miroirs (*J. de Phys.*, 2e série, t. VII, p. 183; 1888).

Il est intéressant de noter que, si l'on pouvait observer des franges pour des incidences très voisines de la normale, la lumière étant polarisée dans le plan d'incidence, avec un objectif dont l'ouverture numérique atteindrait l'unité, les franges observées au microscope,

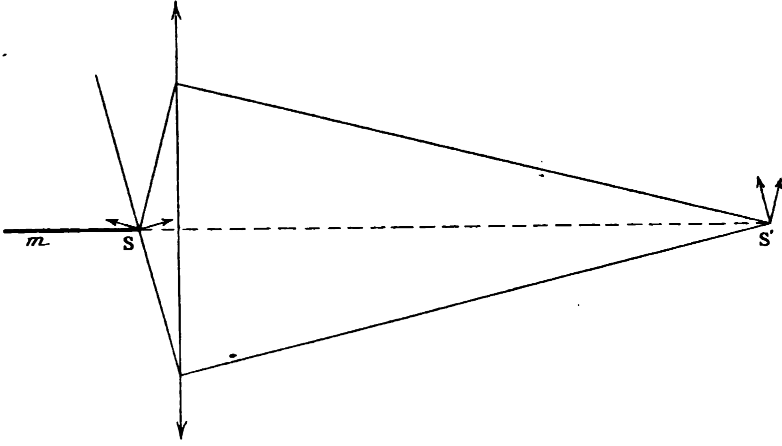


Fig. 7.

et les ondes stationnaires qui renaissenat lors (puisque les vibrations incidentes et réfléchies redeviennent presque parallèles), ne se correspondent plus : à un minimum d'onde stationnaire correspondrait en effet une frange brillante dans le champ du microscope, ce qui se comprend au seul examen de la *fig.* 7.

Dans le cas où la réflexion est métallique, les formules de Fresnel

seraient remplacées par des formules plus compliquées, les changements de phase φ, φ', différant pour les deux sortes de vibrations, n'étant plus égaux à 0 ou à π; les deux systèmes de franges ne sont plus exactement complémentaires. L'étude de ces franges pourrait servir à étudier les valeurs de φ et de φ' séparément, tandis que l'étude des propriétés de la lumière réfléchie renseigne seulement sur la différence $\varphi - \varphi'$. La photographie des ondes stationnaires au voisinage du miroir, qui peut toujours être faite si la lumière est polarisée dans le plan d'incidence, fournirait la valeur de φ, et les trois observations se contrôleraient mutuellement.

II. *Sur les ondes stationnaires en lumière convergente.* — Je vais maintenant examiner brièvement le cas où le faisceau éclairant est *convergent*. Je supposerai que le foyer est réduit à un point, ou bien. en d'autres termes, que les ondes sont sphériques. Même ainsi simplifié, le problème consistant à rechercher théoriquement quelles doivent être les ondes stationnaires est beaucoup moins simple que le précédent : il faut tenir compte, en effet, des propriétés des ondes sphériques au voisinage du centre, et on ne peut plus trouver, par un simple raisonnement géométrique, la forme et la place des surfaces d'interférence. La distance séparant deux points voisins, situés sur le même rayon, et pour lesquels la phase est la même, n'est plus constante.

Précisément, ce qui ferait l'intérêt d'une semblable étude, c'est qu'elle pourrait fournir un moyen d'étudier les lois de la propagation d'une onde sphérique. On sait que M. Gouy et plusieurs autres depuis[1] ont mis expérimentalement en évidence l'avance d'une demi-longueur d'onde qui se produit lorsqu'une onde a traversé un foyer.

On pourrait mettre en évidence ce changement de signe en utilisant les ondes stationnaires : mais il serait plus intéressant de chercher à aller plus loin, et à suivre dans sa marche, lorsqu'elle s'approche ou s'éloigne du foyer, cette onde sphérique. On pourrait voir ainsi *de quelle façon* s'établit progressivement ce changement de phase dont on observe au loin les effets : en suivant l'altération régulière de la distance séparant deux minima consécutifs.

Cherchons donc un dispositif qui permettrait de réaliser l'expé-

(1) M. Zeeman vient de publier un nouveau dispositif permettant de mettre le fait en évidence à l'aide de franges de polarisation chromatique (*Arch. Néerl.*, 1901).

rience. On trouve d'abord que l'on ne pourrait employer un miroir plan. Si le foyer n'était pas exactement sur le miroir, les faisceaux incident et réfléchi qui se croisent en un point auraient des intensités très différentes, même si le pouvoir réflecteur était égal à l'unité. Mais il y a plus : il ne faut pas oublier que les pertes de phase par réflexion varient avec l'incidence et avec l'état de polarisation. Or, il en résulte qu'*un miroir plan métallique n'est pas, en toute rigueur, aplanétique pour des rayons provenant d'une source ponctuelle à distance finie.*

On pourrait écarter ces difficultés en plaçant la source ponctuelle au centre d'un miroir sphérique de petit rayon. Les ondes stationnaires seraient alors des sphères concentriques que l'on pourrait étudier tout près de la source, si celle-ci était suffisamment bien définie. L'expérience serait encore très difficile : elle paraît cependant moins inabordable.

Je me suis demandé si cette expérience permettrait de résoudre, par des moyens empruntés à l'optique seule, la question de l'orientation de la vibration dans un faisceau polarisé.

On sait que les expériences de Wiener ont paru d'abord à quelques-uns fournir l'argument décisif si longtemps cherché, et trancher tout à fait le différend. Mais, en réalité, elles montrent d'une façon nette que le choix que l'on doit faire dépend immédiatement de la définition théorique admise pour l'*intensité* lumineuse. M. Poincaré, comme on sait, a mis en évidence cette relation nécessaire ([1]). Mais il a remarqué lui-même que, dans tous les cas réalisés jusqu'ici, où les théories de Fresnel et de Neuman sont équivalentes, les ondes étudiées sont des ondes planes ([2]). En serait-il de même si elles étaient sphériques?

Il semble au premier abord qu'il doit en être ainsi. Si l'on étudie le problème électromagnétique de la propagation des ondes émises par une source très petite, par exemple un petit excitateur, on trouve que la force électrique et la force magnétique ne se propagent pas exactement de la même façon au voisinage immédiat du foyer. M. Brillouin m'a fait remarquer que le problème, avec la considération des deux vecteurs, était tout traité dans le livre de M. Righi (*Optique des oscillations électriques*, p. 198; 1897). Les composantes de la force

([1]) On consultera avec grand fruit l'article de M. Brillouin : *les Définitions de la lumière et les Théories optiques* (*Revue générale des sciences*, IV, p. 161 ; 1893).

([2]) Préface de *la Théorie mathématique de la lumière*, t. II, p. 13 ; 1892.

électrique étant XYZ, celles de la force magnétique LMN, on obtient des valeurs de la forme :

$$(1) \quad \begin{array}{ll} X = C_1 \sin (\omega t - \alpha_1), & L = D_1 \sin (\omega t - \beta_1), \\ Y = C_2 \sin (\omega t - \alpha_2), & M = D_2 \sin (\omega t - \beta_2), \\ Z = C_3 \sin (\omega t - \alpha_3), & N = C_3 \sin (\omega t - \beta_3), \end{array}$$

où les quantités désignées par C, D, α, β sont des fonctions de la distance r au centre d'ébranlement, *fonctions qui ne sont pas les mêmes pour les deux vecteurs*. Si l'on pouvait étudier systématiquement, au voisinage immédiat de la source, en utilisant par exemple les ondes stationnaires, les phases α, β, on trouverait des lois différentes pour la modification progressive des *internœuds* relatifs aux deux vecteurs.

Mais, si l'on considère le problème analogue d'optique, on remarque tout d'abord que l'onde sphérique correspondante ne serait pas très facile à réaliser. Cette onde aurait une amplitude et un état de polarisation qui varieraient d'un point à l'autre suivant une loi particulière : il se trouve même que dans les cas considérés par M. Righi il faudrait, pour réaliser les ondes analogues, placer la source lumineuse dans un champ magnétique et employer des écrans ne laissant passer qu'une des composantes de la raie modifiée par le phénomène de Zeeman.

Mais il y a plus. Si même on pouvait réaliser cette onde sphérique, son étude ne permettrait pas de résoudre la question. L'onde est définie en effet par son intensité et son état de polarisation que l'on peut étudier expérimentalement à une distance un peu grande du centre. Il faudrait représenter cette onde par des équations satisfaisant aux relations fondamentales de Hertz, et aux conditions trouvées expérimentalement, pour les propriétés observées à grande distance du centre. Pour écrire les équations, il faudrait donc faire une hypothèse sur l'orientation de la vibration dans un faisceau polarisé ; et il se trouve que, quelle que soit cette hypothèse (que ce soit la force électrique ou la force magnétique que l'on prenne dans le plan de polarisation), le mode de propagation prévu sera toujours d'accord avec les faits observés [1] : ici encore, on

[1] Si l'on admet l'hypothèse de Fresnel, c'est la *force électrique* qui est normale au plan de polarisation, et c'est de la force électrique que dépend l'*intensité*. Le vecteur que l'on étudiera sera donc représenté par les expressions de la forme $\sin (\omega t - \alpha)$. Si on admet l'hypothèse de Neuman, les équations que l'on sera

trouve que les deux théories sont équivalentes, à la condition d'associer à l'hypothèse sur la polarisation l'hypothèse correspondante sur l'intensité.

Pour en finir avec l'étude des ondes sphériques et avec la partie théorique de ce travail, je ferai remarquer que je viens d'employer *le langage* de la théorie électromagnétique, mais que les résultats seraient les mêmes dans la théorie mécanique. Si on admet *la théorie* électromagnétique elle-même, c'est-à-dire si on admet que les vibrations lumineuses *sont* des vibrations électromagnétiques, la question dont il s'agit ne se pose plus. Les expériences de Righi, de Trouton, etc., sur les oscillations hertziennes, ont montré que les oscillations *électriques* s'effectuent perpendiculairement au plan de polarisation défini expérimentalement par l'étude de la réflexion. D'autre part, les recherches récentes de Rubens et Nichols sur les radiations infra-rouges sont venues établir de nouveaux faits en faveur de la théorie électromagnétique, bien qu'on puisse encore souhaiter, pour cette théorie, des vérifications plus directes.

III. *Expériences de Wiener* (¹). — Dans la seconde partie de ce travail, je vais donner quelques détails sur les procédés les plus simples pour répéter les expériences fondamentales de Wiener et de Lippmann. Ces expériences sont très faciles à faire, surtout quand on dispose d'un arc au mercure. Il fournit, en effet, très commodément un faisceau sensiblement parallèle et monochromatique, c'est-à-dire que les expériences sont faites en réalisant les conditions où la théorie est elle-même la plus simple.

Je me suis servi d'un arc au mercure que M. Dufour a construit de toutes pièces avec une grande habileté, et qui m'a donné toute satisfaction. Je décrirai ailleurs cet appareil qui m'a servi pour la fabrication de réseaux, et qui peut fonctionner pendant des heures, sans qu'on ait à y toucher et sans refroidissement artificiel, avec un courant de 6 à 7 ampères, par exemple. Pour les expériences dont il va être question, il n'est pas nécessaire que la lumière soit rendue

---

conduit à écrire seront les suivantes :

$$L = C_1 \sin(\omega t - \alpha_1), \text{ etc.,} \qquad X = - D_1 \sin(\omega t - \beta_1), \text{ etc.,}$$

qui satisfont elles aussi aux relations de Hertz et aux conditions aux limites. On voit que le vecteur qu'il faut maintenant considérer, c'est-à-dire la force magnétique, se propagera encore de la même façon.

(¹) Wiener, *Wied. Ann.*, XL, p. 203; 1890 ; — ou *Annales de Ch. et Ph.*, (6), XXIII, p. 387 ; 1891.

rigoureusement parallèle ; on met tout simplement la source au foyer d'une lentille : le faisceau ainsi obtenu est alors assez intense pour que des poses d'un quart d'heure environ suffisent avec les couches sensibles employées. Ce faisceau est filtré par une cuve contenant du bisulfate de quinine (3 centimètres d'une solution à 2 0/0) et par une autre cuve renfermant de l'eau céleste si l'on tient à supprimer, bien que leur action sur la gélatine bichromatée soit à peine sensible, les radiations vertes et jaunes.

Photographie des ondes stationnaires. — M. Izarn a décrit dans les *Comptes Rendus* de 1894 (t. CXXI, p. 884 et 966) un procédé très simple pour répéter l'expérience de Wiener, consistant à employer une plaque sensible formée d'une glace recouverte d'une couche de gélatine bichromatée. Non seulement on obtient ainsi immédiatement une couche sensible transparente et sans grain, mais le mode de *développement* permet d'employer une couche relativement épaisse, tandis que, pour appliquer le procédé de Wiener, cette épaisseur doit être une fraction de demi-longueur d'onde ; ce qui est un très grand avantage.

Pour préparer la solution, on dissout dans 30 grammes d'eau $1^{gr},5$ environ de gélatine et $0^{gr},15$ de bichromate d'ammoniaque ; au moment de l'utiliser, on la liquéfie au bain marie tiède et on la coule à travers un entonnoir muni d'un fragment de coton hydrophile, sur la glace que l'on redresse et que l'on met sécher à l'obscurité. On applique ensuite le côté sensibilisé contre un miroir argenté bien poli, et on règle la pression de façon que les franges de Newton, en lumière monochromatique non actinique, aient une forme et un écartement convenables. Après exposition, on lave simplement la glace à l'eau *tiède* qui fait apparaître l'image. Les franges apparaissent sous forme de stries qui, le plus souvent, sont visibles sur la plaque sèche, mais que l'on fait apparaître très nettement, dans tous les cas, en plongeant la plaque dans l'eau froide.

Les ondes stationnaires qui traversaient la couche ont en effet modifié la gélatine bichromatée, elles ont produit dans l'intérieur une sorte de *stratification*. Tandis que les couches où la lumière n'a pas agi ont conservé leurs propriétés primitives, celles qui ont subi l'action de la lumière sont modifiées ; la gélatine est devenue insoluble dans l'eau tiède, et a perdu la propriété de se gonfler dans l'eau froide. L'*agent d'érosion* constitué par l'eau tiède fait donc apparaître les *affleurements* de ces strates ; ils dessinent alors les lignes

d'égale épaisseur du coin interposé entre le miroir et la couche sensible.

L'expérience peut se faire avec de la lumière blanche décomposée par un spectroscope ; avec le faisceau provenant de l'arc au mercure, elle est immédiatement installée. Si l'on veut écarter, comme le fait Wiener, l'objection tenant à la présence des interférences de Newton, il suffit d'enlever l'argenture sur une partie du miroir (noirci par derrière) et d'interposer une goutte de benzine entre la couche sensible et le miroir; les franges apparaissent très nettement et seulement en regard de la partie argentée, tandis qu'elles disparaissent alors complètement là où l'argent a été enlevé.

On peut obtenir des images qui peuvent être projetées sans difficulté, en variant légèrement la façon de faire apparaître la trace des franges. Je profite pour cela d'une propriété curieuse de la gélatine bichromaté, qui est intéressante à plus d'un titre, et qui n'avait pas échappé à M. Izarn.

Au lieu de traiter la plaque par l'eau tiède, on révèle l'image en soufflant sur la glace, de façon à condenser l'haleine et à provoquer un dépôt de rosée sous forme de fines gouttelettes.

On sait avec quelle délicatesse ce dépôt de buée renseigne sur les modifications qu'a éprouvées une surface de verre ou de métal : c'est en l'*interrogeant* de cette manière, suivant le mot de Foucault, que l'on s'aperçoit si une surface de verre est bien propre, ou si un miroir d'argent est suffisamment bien poli, et peut servir, par exemple, à la daguerréotypie (1).

Sur une plaque de verre recouverte d'une couche très mince de gélatine bichromatée (employée sèche) et dont une partie a été exposée à la lumière, le dépôt de buée se produit d'abord *aux endroits éclairés* et indique leur place avec une grande netteté. Il est commode, pour le constater, de placer tout près de la surface sensibilisée une toile métallique qu'on éclaire vivement. Une minute

(1) Dans ce cas, il faut prendre garde de ne pas provoquer sur la surface d'argent un dépôt irrégulier et trop abondant. Si l'on protège la surface par un écran découpé, et qu'on provoque sur la partie découverte un dépôt de rosée trop abondant, on obtient une silhouette de l'écran qui apparaît surtout lorsqu'on souffle à nouveau sur la glace. On peut de même, comme on le sait depuis longtemps, *révéler* des caractères tracés sur un dépôt de buée, avec un pinceau très doux, alors qu'ils semblaient avoir complètement disparu par évaporation.

On trouvera, dans cet ordre d'idées, beaucoup de faits intéressants dans le volume de l'*Encyclopédie Roret* relatif à la *Photographie* (t. I, p. 200; 1862).

d'exposition suffit si l'on fait l'expérience avec la lumière solaire ou avec la lumière (non condensée) d'un arc ordinaire à 1 mètre de distance. Un lavage à l'eau *froide* suffit pour mettre la glace à l'abri des effets d'un éclairement ultérieur, et le dépôt de buée révélera ensuite l'image toutes les fois qu'on le désirera (1).

On photographie de même les franges de Wiener, avec l'arc au mercure. Ici encore les images peuvent être projetées facilement; elles ont alors, par transmission, l'aspect d'un négatif. On peut ainsi distinguer immédiatement les franges claires des franges sombres, un dépôt abondant de buée indiquant la place des premières.

Il est commode, pour préparer les glaces, d'employer des solutions très diluées qui ne se prennent plus en gelée par le refroidissement. J'ai employé par exemple une solution contenant, dans 300 grammes d'eau, 1 gramme de gélatine et 0,15 de bichromate d'ammoniaque : il suffit de verser *à froid* cette solution sur la glace à recouvrir, et de la laisser sécher, ce qui n'exige que quelques instants. Les couches ainsi obtenues sont extrêmement minces, elles le sont trop pour donner des couleurs de Newton par réflexion (quand la couche est sèche); et on peut constater, par les divers procédés qu'a décrits Wiener, que leur épaisseur est comparable à celle des couches de collodion qu'il employait lui-même. Malgré leur minceur, elles permettent encore de répéter les expériences précédentes, et, en particulier, il devient alors très commode d'étudier la forme d'une surface en l'adossant à un miroir plan. Si par exemple on argente le plan de verre de l'appareil ordinaire à anneaux de Newton, et

---

(1) On peut conserver ces images ainsi formées en les plongeant dans la benzine, qui ne les altère pas, et au travers de laquelle l'évaporation des gouttelettes d'eau constituant l'image se fait très lentement. On peut aussi les recouvrir d'une solution de baume du Canada qui laisse un vernis, lequel s'oppose à l'évaporation; je signalerai à cette occasion que ces dépôts de buée donnent souvent de très belles couronnes de diffraction. On les obtient à coup sûr en recouvrant une glace nue d'une première couche de baume, puis en soufflant sur la face recouverte. Le dépôt se fait alors très régulièrement, avec des gouttelettes dont on peut faire varier à volonté la grosseur. Une fois qu'on l'a obtenu, une nouvelle application de la solution de baume suffit pour le préserver de l'évaporation.

Bien d'autres procédés peuvent être utilisés pour fixer ces images. On peut appliquer par exemple le procédé « aux poudres », qui a servi à obtenir des émaux photographiques. Pour cela, on saupoudre l'épreuve humide d'une poudre très fine qui adhère aux endroits où la lumière n'a pas agi. J'ai trouvé commode d'appliquer cette poudre non pas au pinceau, mais avec un soufflet : la poudre était le mélange de soufre et de minium qui sert dans des expériences d'électrostatique. On répète plusieurs fois l'opération en renouvelant l'action de la vapeur d'eau. On peut ainsi obtenir des photographies des franges de Wiener.

qu'on *sensibilise* la surface de la lentille, on photographie ainsi les anneaux dessinant les lignes d'égale épaisseur. La raie bleue de l'arc au mercure ayant pour longueur d'onde dans l'air 0,436 μ, la distance verticale des courbes de niveau ainsi dessinées est 0,218 μ. Elle est encore réduite si l'on utilise la benzine.

IV. *Analogies avec le procédé du daguerréotype.* — J'ai dit plus haut que le dépôt de rosée constituant les images se produisait d'abord *aux endroits éclairés :* ce fait est à rapprocher de ce qui se passe quand on révèle une image daguerrienne, où l'image est encore formée par de très petites gouttelettes (visibles au microscope), et qui se condensent surtout *aux endroits éclairés*. On sait, depuis longtemps, qu'on peut, si l'action de la lumière est suffisante, révéler une image par la vapeur de mercure, sur une plaque d'argent *non ioduré :* j'ai eu l'occasion de vérifier ce fait et d'observer qu'ici encore la même règle se vérifie.

Il est intéressant de rapprocher ces faits de l'action condensante qu'exercent, comme on sait, des radiations très diverses (rayons ultra-violets, rayons de Röntgen, rayons des corps radio-actifs) sur de la vapeur d'eau saturée à l'abri des poussières de l'air. Il semble que, dans l'action de la lumière sur la gélatine bichromatée, on pourra, comme dans les autres cas, examiner l'hypothèse d'une ionisation, les ions libérés constituant des centres de condensation.

Il est certain, en tout cas, qu'il y a une grande analogie entre l'apparition de ces images par insufflation et la formation si curieuse — et qui ne me paraît pas encore, malgré de récents travaux, complètement expliquée — des images dans la boîte à mercure de Daguerre. Cette analogie devient frappante si l'on recouvre d'une mince couche de gélatine bichromatée, non pas une glace nue, mais une glace argentée [1]. On peut faire ainsi, avec quelques minutes de pose à la lumière d'un arc nu, à 2 mètres de distance, des copies de positifs par contact ; on peut aussi — en posant, bien entendu, plus longtemps — fixer des images à la chambre noire. Les images qui apparaissent sur la plaque, lavée et séchée, toutes les fois qu'on souffle à la surface, sont très fines quand le dépôt est bien régulier et n'est pas trop abondant. Ces images sont des positifs, sauf si on les éclaire sous l'incidence de réflexion régulière.

---

[1] Le miroir ainsi recouvert d'une couche de gélatine bichromatée insolée se conserve très longtemps (IZARN, *C. R.*, CXX, p. 1314 ; 1894.)

Comme dans le daguerréotype, l'épaisseur de la couche recouvrant le miroir n'est pas indifférente, mais influe sur la sensibilité de la plaque et la vigueur des images. L'explication est la même, elle se déduit précisément, comme Wiener et Scholl [1] l'ont montré, de la considération des ondes stationnaires. J'ai eu occasion de faire, avec la lumière bleue de l'arc au mercure, l'expérience la plus démonstrative de Scholl. Une glace argentée portant une couche d'iodure en forme de coin, donnant les couleurs de Newton de différents ordres, est exposée à la lumière bleue du mercure; avec un diamant, on la coupe en deux; un des morceaux est développé par les vapeurs de mercure, puis fixé; le reste de la plaque est laissé intact. On juxtapose à nouveau les deux morceaux en s'aidant de repères tracés d'avance, et on place le tout dans le faisceau monochromatique qui a servi à impressionner. On constate alors que le dépôt de mercure n'est pas uniforme, mais s'est produit particulièrement sur le prolongement des franges *noires* visibles par réflexion (normale) sur la partie où la couche d'iodure a été conservée. Il y avait donc, en ces points où l'action est maxima, accord entre le rayon direct et le rayon réfléchi, et désaccord entre les deux rayons réfléchis : c'est la façon la plus simple de mettre en évidence le changement de signe par réflexion normale sur la surface d'un milieu plus réfringent.

On peut faire, avec la gélatine bichromatée, l'expérience correspondante; mais il est, dans ce cas, préférable d'employer l'iodure d'argent, parce que la couche de gélatine bichromatée a une épaisseur qui change beaucoup avec l'état hygrométrique.

V. *Expériences de M. Lippmann.* — M. Lippmann a signalé lui-même qu'on pouvait photographier les couleurs en employant, comme couche sensible, la gélatine bichromatée. L'expérience ne présente aucune difficulté : On recouvre la glace d'une couche qui doit être naturellement bien plus épaisse que pour les expériences précédentes (solution concentrée indiquée plus haut, coulée sur la glace disposée horizontalement et laissée à sécher dans cette position). La glace sèche est placée horizontalement avec le côté recouvert (reconnaissable alors facilement à sa couleur jaune) en dessus; on la surmonte d'un cadre dans lequel on verse du mercure et on éclaire par dessous, pendant un quart d'heure, par exemple, avec le faisceau bleu mono-

---

(1) Wiener, *Wied. Ann.*, LXVIII, p. 145-148; 1899; — Scholl, *Ibid.*, p. 149-182.

chromatique provenant de l'arc au mercure. On lave soigneusement à l'eau froide, on sèche, et l'on obtient une épreuve fixée où on ne voit aucune coloration, mais où des couleurs vont apparaître avec beaucoup d'éclat lorsqu'on s'y prendra convenablement.

M. Lippmann a indiqué lui-même, en effet, que les couleurs n'apparaissent pas quand la couche est sèche, qu'il faut pour les faire apparaître rendre la couche humide en soufflant à sa surface. Il convient de répéter cette opération jusqu'au moment où la buée finit par se déposer sur l'épreuve. On voit alors des colorations; elles sont encore pâles.

Je pense que l'explication est la suivante : les strates formées de couches de gélatine alternativement *insolée* et non *insolée* ont des indices qui ne doivent pas différer sensiblement; mais cette différence s'accentue lorsque de l'humidité pénètre dans la couche, car les parties non insolées s'imprègnent d'eau et leur indice de réfraction s'abaisse en se rapprochant de celui de ce liquide. Les réflexions se produisent alors dans la couche et le phénomène d'interférence apparaît.

Pour donner aux couleurs tout leur éclat, il faut alors plonger la plaque, amenée au point d'humidité convenable, dans de la benzine. En regardant où il faut, c'est-à-dire par réflexion *sous une incidence convenable*, on voit alors les couleurs avec un éclat surprenant, comparable à celui des bonnes épreuves aux sels d'argent; elles peuvent être facilement projetées, et on constate la variation de la coloration avec l'incidence. Cette augmentation considérable de la vivacité des teintes tient simplement à ce que la benzine a presque complètement supprimé les réflexions parasites sur la surface air-gélatine et sur la surface postérieure de la glace. Cette précaution est utile déjà, comme on sait, avec la couche sensible aux sels d'argent, elle est ici beaucoup plus nécessaire, sans doute parce que les « lamelles » formées dans l'intérieur de la couche ont un pouvoir réflecteur plus faible. Ces lamelles sont assez nombreuses cependant pour que les teintes soient vives et pures.

Les couleurs complémentaires, par transmission sous les incidences correspondantes sont visibles dans ces épreuves, bien qu'elles soient naturellement beaucoup plus pâles. J'ai remarqué qu'on les voit mieux lorsque, l'angle d'incidence étant un peu grand, on les observe au travers d'un nicol convenablement orienté : on comprend en effet qu'on puisse ainsi *favoriser* les rayons qui ont subi des réflexions successives.

Les teintes correspondant à une incidence donnée changent beaucoup avec le degré d'humidité; et il est difficile, dans le cas actuel, d'obtenir des teintes *plates* un peu étendues. Cette variabilité des teintes, jointe à la difficulté provenant de ce que l'on ne sait pas « panchromatiser » la gélatine bichromatée, ne permet guère d'espérer un emploi pratique de cette substance dans les applications courantes du procédé de M. Lippmann. Mais on obtient ainsi très facilement *des* couleurs, sinon *la* couleur qui a servi à faire la photographie, et il y a là, pour des élèves, une manipulation instructive et très facile.

J'ajouterai qu'on obtient aussi les couleurs en remplaçant le mercure par un miroir d'argent : seulement on photographie en même temps les franges de Wiener du coin d'air interposé. Le fait qu'un miroir *de mercure* a pu paraître nécessaire tient à ce que les faisceaux généralement employés ne sont pas parallèles, mais proviennent d'un objectif faisant converger la lumière sur la plaque. On n'est plus alors exactement dans les conditions où la théorie est simple, et les ondes stationnaires ne sont nettes que tout près du miroir.

Il semble qu'une conclusion pratique peut être tirée de cette remarque. Si l'on veut, dans l'application pratique de la méthode interférentielle, obtenir un grand nombre de lamelles, et augmenter par là la pureté des teintes obtenues, il ne faut pas employer des objectifs trop *ouverts*.

ESSAI SUR LE POUVOIR REFROIDISSANT DE L'AIR ET SUR LES LOIS DU RAYONNEMENT ;

Par M. Paul COMPAN[1].

Dulong et Petit, en 1818, donnèrent, pour représenter la vitesse de refroidissement d'un corps chaud placé dans un gaz, la formule bien connue :

$$V = ma^{\theta}(a^{t} - 1) + np^{c}t^{b},$$

[1] Résumé d'une thèse présentée à la Faculté des Sciences de Montpellier (30 juin 1902), et qui a paru dans les *Annales de Chimie et Physique*, 7e série, t. XXVI.

dans laquelle le premier terme, $ma^{\theta}(a^{t}-1)$, représente l'action due au rayonnement dans le vide absolu, et le second, $np^{c}t^{b}$, l'action de l'air ou du gaz.

La méthode employée par ces deux physiciens, puis par de La Provostaye et Desains, en 1846, comporte un certain nombre de corrections fortes et incertaines pour l'évaluation de la température du corps; de plus, la boule et la partie de la tige du thermomètre à mercure qui se refroidissent constituent un ensemble dont la capacité calorifique est complexe et mal définie.

Enfin, la loi du rayonnement n'a pas été déterminée directement, les ressources expérimentales dont disposaient les physiciens à cette époque ne permettant pas de faire un vide presque absolu dans une enceinte.

J'ai repris et élargi cette étude, en employant une méthode qui ne nécessite aucun terme de correction et qui permet d'avoir avec précision des températures comprises entre + 300° et — 182°,5 (air liquide).

Une boule massive de cuivre rouge, de 2 centimètres de diamètre, noircie, de pouvoir émissif maximum [1], est traversée, suivant un diamètre, par un orifice permettant le passage, à frottement dur, d'un couple thermo-électrique filiforme cuivre-constantan de 0mm,3 de diamètre, dont une des soudures est au centre de la boule.

Les deux fils du couple permettent de la suspendre au centre d'un ballon en verre ou d'une enceinte sphérique métallique. Une petite rondelle de carton noirci, tenue par les deux fils, complète la surface de l'enceinte et diminue l'influence perturbatrice du col.

L'autre soudure du couple est à une température connue et constante, qui est celle du milieu entourant le ballon.

Le couple a été formé en soudant directement, par fusion, les extrémités des fils de cuivre et de constantan dans la flamme d'un Bunsen. Il a été gradué en prenant comme repères les points d'ébullition et de fusion indiqués par M. D. Berthelot [2] (benzophénone, aniline, eau, sulfate sodique, neige carbonique et éther), qui ont été comparés au thermomètre normal.

Le courant est envoyé dans un galvanomètre à cadre mobile très sensible, shunté au 1/1000e; la graduation est à 3m,50 du miroir.

---

(1) Crova et Compan, *C. R.*, t. CXXVI, p. 707.
(2) Rapports présentés au Congrès international de Physique, 1900, t. I, p. 177.

Les deux couples qui ont été employés satisfont à la relation :

$$d = at + bt^2, \quad (1)$$

où d est la déviation du galvanomètre, t la température centigrade d'une soudure, l'autre étant dans la glace râpée.

Pour le premier couple on avait :

$$\log a = 0{,}04810, \qquad \log b = \bar{4}{,}98109$$

Pour le second :

$$a \log = 0{,}04651, \qquad \log b = \bar{4}{,}94279.$$

Lorsque la boule était au centre d'un ballon en verre, elle était chauffée en y envoyant, au moyen d'une lentille, l'image du cratère positif de l'arc électrique ; on pouvait ainsi porter la température à plus de 300°. Il faut avoir soin que l'image du cratère ne se fasse pas exactement sur la surface de la boule, mais un peu au delà, sinon on risquerait de brûler le noir de fumée et de modifier l'état de la surface. Si l'on tient compte de ce que le pouvoir absorbant du verre pour les grandes longueurs d'onde, aux températures peu élevées, est sensiblement le même que celui du noir de fumée, on voit que l'on peut se servir de ballons en verre sans que l'intérieur soit noirci, ce qui permet de chauffer facilement la boule sans la sortir de l'enceinte. Les résultats obtenus par des expériences faites dans une enceinte métallique à parois métalliques noircies ont d'ailleurs justifié cet emploi.

Lorsque la boule devait être dans une enceinte métallique, elle était chauffée au préalable à feu nu avec une lampe à alcool.

Le mode opératoire est alors le suivant : la boule étant placée chaude ou chauffée jusqu'au delà de 300° dans le ballon, on y envoyait de l'air sec à une pression déterminée et connue ; le couple ayant été étalonné au préalable, on connaissait la valeur en degrés de l'échelle du galvanomètre, et l'on pouvait suivre le réchauffement ou le refroidissement.

On notait exactement la pression de l'air, on entourait le ballon de glace râpée dans laquelle plongeait l'autre soudure ; la boule se refroidissait, on observait les déviations au galvanomètre en négligeant les premières lectures pour arriver au régime normal, et on notait, au moyen d'un chronomètre à pointeur de Bréguet, permettant d'apprécier avec exactitude le 1/10e de seconde, le moment où l'on voit des divisions déterminées (455, 450, 435, 430, ...) passer sous

le fil du réticule de la lunette; le galvanomètre ayant son zéro fixe, ces divisions correspondaient toujours à des excès constants de température entre les deux soudures, t_1, t_2, t_3, t_4, ..., donnés par l'équation (1).

Pour des intervalles compris entre les divisions 455 (t_1) et 450 (t_2), puis 435 (t_3) et 430 (t_4), qui correspondent à un excès de 4° environ, on peut appliquer la loi de refroidissement de Newton et écrire :

$$(2) \qquad t_2 = t_1 \left(\frac{1}{\mu}\right)^x,$$

x étant le temps mis par la boule pour passer de t_1 à t_2.

On en déduit, pour la vitesse de refroidissement correspondant à une température t' comprise entre t_1 et t_2, la valeur :

$$(3) \qquad V = -\frac{dt'}{dx} = t' \log \mu,$$

μ étant donné par l'équation (2).

On peut ainsi calculer les vitesses de refroidissement correspondant à des excès de température donnés, sous une pression déterminée de l'air enfermé dans le ballon.

On recommençait à des pressions différentes, et de toutes ces valeurs on pouvait déduire les lois du phénomène étudié :

1° Avec un ballon en verre de 16 centimètres de diamètre, depuis la pression atmosphérique jusqu'à $1^{mm},5$;

2° Avec un ballon en verre de $8^{cm},3$ de diamètre, depuis la pression atmosphérique jusqu'au vide le plus parfait qu'a pu donner une trompe à six chutes, c'est-à-dire moins de 1 millième de millimètre.

Dans ce dernier cas, l'enceinte a été entourée de glace râpée, puis d'un mélange de neige carbonique et d'éther, et finalement d'air liquide;

3° Avec un ballon à parois métalliques noircies de $14^{cm},5$ de diamètre, depuis 50 millimètres jusqu'à 4 480 millimètres (6 atmosphères environ);

4° A l'air libre et calme, dans une grande salle à température constante.

La boule chauffée était au centre de la salle, l'autre soudure était à l'air libre et placée en dessous, pour ne pas être influencée par les courants de convection;

5° Dans un courant d'air animé de vitesses différentes.

A cet effet, le courant d'air produit par un ventilateur électrique est reçu dans un entonnoir en fer-blanc terminé par un cylindre au milieu duquel est suspendue la boule chaude; l'autre soudure est au milieu de l'entonnoir.

Un anémomètre étalonné, placé dans le tube, en avant de la boule, indique la vitesse du vent, qui est restée constante pendant le temps d'une détermination.

Une expérience préalable, faite avec la plus grande vitesse (6 mètres à la seconde), avait montré que, lorsque la boule et la soudure sont à la température ambiante, la force vive de l'air qui vient heurter la boule ne produit aucune variation de température appréciable.

RÉSULTATS OBTENUS

I. *Action de l'air.* — Dulong et Petit ont trouvé que le refroidissement dû à l'air confiné, et sous des pressions inférieures ou au plus égales à la pression atmosphérique, était représenté par l'expression np^ct^b, dans laquelle n est une constante pour un même corps et un même gaz, p est la pression exprimée en mètres de mercure, t l'excès de température du corps sur celle de l'enceinte, enfin $b = 1{,}233$ et $c = 0{,}45$ pour l'air. De La Provostaye et Desains [1] confirmèrent ce résultat lorsque le corps chaud est dans une grande enceinte; mais, lorsque les dimensions de l'enceinte diminuent, la loi se complique et change.

Pour calculer les valeurs de b, c et n, j'ai opéré comme l'ont fait de La Provostaye et Desains [2], de façon à éliminer le terme dû au rayonnement.

En me bornant dans cette étude à l'action de l'air sec, j'ai trouvé que :

1° Dans un ballon en verre de 16 centimètres de diamètre, le pouvoir refroidissant de l'air est représenté par l'expression de Dulong et Petit : np^ct^b, où $n = 0{,}0001472$, $c = 0{,}45$ et $b = 1{,}232$, depuis 759 millimètres jusqu'à 15 millimètres et pour des excès de température de 280° à 0°; pour des pressions inférieures à 15 millimètres, les valeurs de b et c augmentent toutes deux;

---

(1) De La Provostaye et Desains, *Annales de Chimie et Physique*, 3e série, t. XVI, p. 337.

(2) De La Provostaye et Desains, *Annales de Chimie et Physique*, 3e série, t. XVI, p. 348.

2° Dans un ballon à parois métalliques noircies de 14cm,5 de diamètre et pour des excès de 300° à 0°, le pouvoir refroidissant de l'air depuis 50 millimètres jusqu'à 4480 millimètres (6 atmosphères) est encore représenté par la formule $np^c t^b$, avec $b = 1,232$, $c = 0,45$ et $n = 0,0001553$;

3° Cette formule représente également le pouvoir refroidissant d'une masse d'air indéfinie à température constante et calme.

Ces résultats donnent une plus grande extension aux lois de Dulong et Petit, qui n'avaient guère été étudiées que pour des pressions inférieures à la pression atmosphérique et pour de l'air confiné.

Ils confirment les conclusions théoriques auxquelles est arrivé M. Boussinesq (1) dans son traité sur la théorie analytique de la chaleur;

4° Dans un ballon de verre de 8cm,3 de diamètre, pour des pressions comprises entre 55 millimètres et 759mm,4, l'expression convient encore, mais, n ayant la même valeur que dans le cas du numéro 1, $b = 1,154$ et $c = 0,30$.

De 50 millimètres à 3 millimètres, la vitesse de refroidissement devient indépendante de la pression, comme l'avaient constaté de La Provostaye et Desains et d'autres physiciens. Cela permet, en admettant l'hypothèse d'une conductibilité de l'air, de la déterminer (2).

J'ai trouvé que la conductibilité de l'air était égale, au zéro glace, à 0,0000479 et qu'elle variait proportionnellement à la racine carrée de la température absolue, ce qui confirme la théorie de Clausius.

L'avantage de la méthode employée est, en outre de l'évaluation exacte des températures, la forme sphérique du corps chaud dont on peut avoir le poids et la capacité calorifique avec toute l'exactitude voulue et qui réalise le cas théorique d'une sphère placée au centre d'une enceinte également sphérique;

5° Lorsque l'air est animé d'un mouvement de translation avec une vitesse u, la formule de Dulong et Petit ne convient plus, et, pour le cas des vitesses observées (3m,05, 4m,40 et 6 mètres à la seconde), le pouvoir refroidissant est sensiblement représenté par la formule $K\theta\sqrt{u}$, où K est une constante, conformément aux conclu-

(1) Boussinesq, *Théorie analytique de la chaleur*. Gauthier-Villars, 1902.
(2) Voir Jamin et Bouty, *Physique*, t. II, 2e fascicule, p. 382.

sions théoriques de M. Boussinesq (¹) qui ont été énoncées presque simultanément.

II. *Lois du rayonnement aux basses températures.* — La formule du rayonnement calorifique $V = ma^{\theta}(a^{t} - 1)$, donnée par Dulong et Petit, et considérée comme suffisamment exacte pour des excès de température ne dépassant pas 200° qu'avaient employés ces physiciens, ne l'est plus aux températures élevées, ainsi qu'il résulte d'un grand nombre de recherches faites depuis (Voir l'exposé très complet de ces recherches dans le tome II des rapports présentés au Congrès international de Physique, au rapport de M. Lummer intitulé : *le Rayonnement des corps noirs*).

En 1879, M. Stéfan(²) a proposé la formule $V = m(T^4 - \theta^4)$, et, en 1888, M. Weber(³), la formule $V = m(Tn^T - \theta n^{\theta})$.

Si de nombreuses expériences sur le rayonnement ont été faites aux températures élevées, il n'en a pas été fait aux basses températures, comme celle de l'ébullition de l'air liquide.

Les expériences de Dulong et Petit, de même que celles de de La Provostaye et Desains, ne permettent pas de vérifier expérimentalement la formule donnée par les deux premiers auteurs pour représenter le rayonnement. Cette vérification n'est faite qu'en retranchant de l'action totale celle qui est due à l'air.

Si l'on observait directement le refroidissement dans le vide presque parfait, ce que l'on peut faire aujourd'hui par l'emploi des trompes à mercure, trouverait-on la même loi que celle qui a été établie ?

Cette loi subsiste-t-elle encore aux basses températures ou quelle est celle, de la formule de Stefan ou de la formule de Weber, qui représente le mieux le phénomène ? Telles sont les questions que j'ai essayé de résoudre.

L'emploi du ballon en verre de $8^{cm},3$ de diamètre, de dimensions restreintes, permettait d'y faire un vide presque absolu et de déterminer directement les vitesses de refroidissement dues au rayonnement. Pour cela, le ballon était relié à une trompe à mercure à six chutes et sur le trajet était le système desséchant. On faisait le vide le plus parfait possible pendant très longtemps (une journée

(¹) Boussinesq, *C. R.*, t. CXXXIII, p. 257 ; — et *J. de Phys.*, p. 71 de ce volume.
(²) Stefan, *Wien. Akad. Bericht.*, 2ᵉ série, t. LXXIX, p. 391 ; 1879.
(³) H.-F. Weber, *Berl. Akad. Bericht.*, t. II, p. 933 ; 1888.

environ) et, un peu avant de chauffer la boule, on entourait le ballon d'eau bouillante de façon à favoriser le départ des dernières traces d'air adhérentes à la paroi. On chauffait la boule, comme il a été dit, au moyen de l'arc électrique, et l'on observait un refroidissement, la trompe continuant à fonctionner. La jauge de Mac Leod a indiqué une pression inférieure à 1/1000 de millimètre.

Trois séries d'opérations ont été faites, le ballon étant entouré : 1° de glace râpée (0°) ; 2° d'un mélange pâteux de neige carbonique et d'éther (— 78°,2) ; 3° d'air liquide (— 182°,5).

On peut alors comparer directement à ces vitesses les trois formules indiquées plus haut pour représenter la loi du rayonnement, qui sont les suivantes :

Dulong et Petit (1) $V = ma^{\theta}(a^{t} - 1)$, où $a = 1{,}0077$.

t et θ, températures centigrades ; θ, température de l'enceinte ; t, excès de température du corps chaud sur celle de l'enceinte ;

Stéfan (2) $V = m(T^{4} - \theta^{4})$;
Weber (3) $V = m(Tn^{T} - \theta n^{\theta})$, $n = 1{,}0043$.

T, température absolue du corps qui se refroidit dans une enceinte à température absolue θ.

T et θ étant connus, l'expérience donnant V, on pourra calculer la valeur de m pour chacune des formules et qui doit être une constante pour chacune d'elles.

J'ai trouvé que :

La formule de Dulong et Petit ne s'applique à ces résultats que dans l'intervalle de 0 à 200° dans lequel ont opéré ces deux physiciens ; en prenant pour m la moyenne donnée dans cet intervalle, les vitesses calculées de part et d'autre sont plus fortes que celles qui ont été observées ;

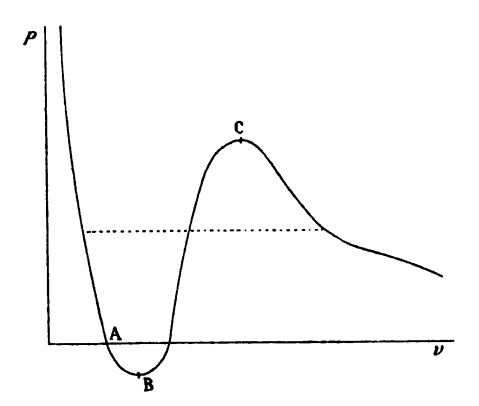
La formule de Stefan est celle qui s'applique le mieux dans tout l'intervalle de température étudié ; toutefois, lorsque la température du corps chaud varie de 150 à 300° C., les valeurs de m vont en diminuant un peu ;

Enfin, la formule de Weber ne s'applique pas aux basses températures ; mais, lorsque la température du corps chaud varie de 100° C. à la limite extrême où j'ai opéré, elle prend l'avantage sur celle de Stefan et représente bien mieux le phénomène du rayonnement total.

INTERPRÉTATION DES EXPÉRIENCES DE MM. LEDUC ET SACERDOTE SUR LA COHÉSION DES LIQUIDES;

Par M. GERRIT BAKKER (1).

En discutant l'expérience bien connue sur la cohésion des liquides due à Taylor et répétée par Gay-Lussac, MM. Leduc et Sacerdote constatent très judicieusement que cette expérience ne nous fait pas connaître la cohésion, comme Gay-Lussac le croyait, mais seulement la différence des pressions hydrostatiques qui s'exercent sur les deux faces du disque, augmentée de la composante verticale de la tension superficielle si l'angle de raccordement n'est pas nul (p. 367). Toutefois il me semble qu'ils n'ont pas mesuré non plus la *cohésion* d'un liquide; dans ce qui suit, je m'efforcerai de démontrer qu'ils ont mesuré, comme Gay-Lussac, une pression; mais, tandis que la pression mesurée par Gay-Lussac est positive et plus petite que celle de l'air ambiant, la tension mesurée par MM. Leduc et Sacerdote est négative. Ils ont donc apporté une contribution importante à la connaissance des isothermes d'un liquide.



En effet, la pression hydrostatique (2) à l'intérieur d'un liquide peut être conçue comme la différence entre la pression thermique et la cohésion. La cohésion est la force considérée par Laplace; comme

(1) Leduc et Sacerdote, *J. de Phys.*, même volume, p. 364.

(2) Dans la théorie cinétique des fluides, cette force est considérée comme la résultante des percussions des molécules; on pourrait donc, dans cette théorie, appeler la cohésion : *pression cinétique*.

ce savant illustre l'a démontré, elle varie proportionnellement au carré de la densité. C'est cette même grandeur que Van der Waals a considérée, dans sa théorie des fluides, comme pression moléculaire. Pour fixer les idées, je représenterai la pression thermique par l'expression de Van der Waals : $\frac{RT}{v-b}$. On a donc, pour un pression hydrostatique positive p :

$$p = \frac{RT}{v-b} - \frac{a}{v^2}.$$

Si la densité augmente, l'expérience montre que p croît très rapidement pour un liquide ; la pression thermique croît donc plus rapidement que la cohésion. Si, au contraire, la densité diminue, la pression thermique diminue comme la cohésion, *mais plus rapidement qu'elle*. La pression p peut donc, si l'équilibre ne devient pas instable, s'annuler et devenir négative. Si l'on représente par p la valeur absolue de la pression intérieure, on aura pour une pression négative :

$$p = \frac{a}{v^2} - \frac{RT}{v-b}.$$

Il s'ensuit que MM. Leduc et Sacerdote ont démontré que les isothermes d'un liquide peuvent couper l'axe des v, comme le montre la figure.

Les points d'intersection de l'isotherme avec l'axe des volumes sont donnés par l'équation :

$$o = \frac{RT}{v-b} - \frac{a}{v^2},$$

d'où

$$v = \frac{a^2 \pm \sqrt{a^2 - 4abRT}}{2aRT}.$$

Le volume correspondant au point A (l'autre point correspond à un équilibre instable) est donc :

$$v = \frac{a^2 - \sqrt{a^2 - 4abRT}}{2aRT}.$$

Van der Waals a déjà remarqué, dans sa *Continuité*, que la température maxima à laquelle on peut avoir une pression négative

s'obtient en égalant à zéro l'expression $a^2 - 4abRT$, ce qui donne :

$$T = \frac{a}{4bR} = \frac{27}{32} T_k \text{ (}T_k = \text{ température critique absolue).}$$

On trouve :

Pour l'eau........ $t = T - 273 = 365°$ C.
Pour CO^2......... $t = \qquad - 16°7$ C.

Le point B de la figure est celui où la pression négative est maxima en valeur absolue et où le liquide se rompt, l'équilibre devenant instable. Il est donné par la condition :

$$(1) \qquad \left(\frac{dp}{dv}\right)_T = 0, \qquad \text{d'où} \qquad \frac{2a}{v^3} = \frac{RT}{(v-b)^2}.$$

En substituant dans l'équation d'état, on trouve pour la valeur absolue p :

$$(2) \qquad p = \frac{a(2b - v)}{v^3}.$$

L'équation (1) donne la valeur de v, laquelle, connue, permet de connaître p au moyen de (2).

Si on suppose p donné par l'expérience, la racine réelle de l'équation (2) donne, en se rappelant que $v_k = 3b$ et que $a = 3p_k v_k^2$:

$$v = v_k \sqrt[3]{\frac{p_k}{p}\left(1 + \sqrt{1 + \frac{p_k}{p}}\right)} + v_k \sqrt[3]{\frac{p_k}{p}\left(1 - \sqrt{1 + \frac{p_k}{p}}\right)}.$$

Pour avoir une idée de la *cohésion* des liquides étudiés par MM. Leduc et Sacerdote, il suffit de remarquer que la valeur de la pression thermique d'un liquide est de l'ordre de grandeur de la pression d'un gaz supposé comprimé, à la température ordinaire, jusqu'à ce que la densité soit devenue égale à celle du liquide considéré. En ajoutant cette pression à la valeur absolue de la pression négative, on a la *cohésion*.

Pour deux corps qui obéissent à la loi des états correspondants, on doit trouver que les pressions négatives maxima, relatives à des températures correspondantes, sont proportionnelles aux pressions critiques.

Pour avoir une idée de la température où la rupture se fait sous une pression nulle, la pression ne pouvant être négative, on peut calculer T de la manière suivante (en partant de l'équation de Van

der Waals). La pression négative maxima étant donnée par :

$$p = \frac{a(2b - v)}{v^3},$$

pour qu'elle soit nulle, il faut que l'on ait

$$v = 2b = \frac{2}{3} v_k.$$

En substituant dans l'équation (1), il vient

$$T = \frac{a}{4Rb} = \frac{27}{32} T_k.$$

Remarque. — J'ai démontré dans ce journal [1] que la constante capillaire de Laplace est représentée par l'intégrale :

$$H = \int_1^2 (p_1 - p_2)\, dh,$$

dans laquelle p_1 est la pression hydrostatique de la vapeur à la température considérée et p_2 la pression hydrostatique (par unité de surface) *dans une direction parallèle à la surface du liquide*. Or, à des températures basses (relativement à la température critique), p_1 peut être très petit, alors que H est relativement grand. La *pression* p_2 doit donc être négative. Dans la couche capillaire d'un liquide, on peut donc avoir des pressions négatives.

MESURE DE LA FRÉQUENCE DES VARIATIONS PÉRIODIQUES D'UN COURANT ÉLECTRIQUE ;

Par M. Paul-L. MERCANTON.

La mesure de la fréquence des variations périodiques d'un courant a pour l'électricien une importance très grande dans nombre de cas (bobine d'induction, courants alternatifs, etc.). C'est pourquoi il m'a paru utile d'indiquer sommairement un procédé qui m'a donné, avec un outillage restreint, des résultats tout à fait rigoureux. Le principe n'en est d'ailleurs pas nouveau. Il revient à enregistrer sur une

(1) Gerrit Bakker, *J. de Phys.*, 3e série, t. IX, p. 402 ; 1900.

bande de papier recouvert de noir de fumée les déplacements d'un style sous l'action d'un électro-aimant alimenté par le courant.

L'électro-aimant était fait d'une simple tige de fer doux de 7 à 8 millimètres de diamètre, enroulée de gros fil, le courant total devant le traverser.

L'extrémité du noyau, plane, venait en regard d'une rondelle de fer doux mince (tôle d'induit) fixée au centre de la membrane d'un inscripteur acoustique de Schneebeli. On sait que cet inscripteur consiste en une membrane de parchemin circulaire tendue sur l'orifice d'un cornet de bois. Au bord de ce cornet est fixée une lame métallique très mince et élastique dont l'autre extrémité, repliée deux fois à angle droit, vient appuyer sur le centre de la membrane. Un prolongement normal de cette lame fait fonction de style.

Les vibrations de la membrane, transmises à la lame, communiquent au style des déplacements suivant un diamètre.

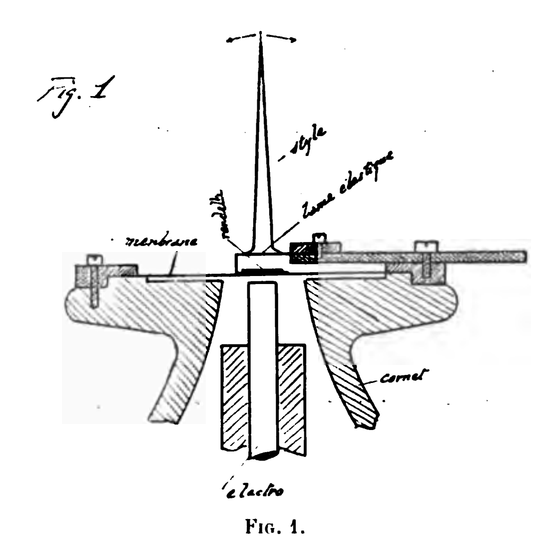


Fig. 1.

Les déplacements provoqués par les variations périodiques des courants étudiés s'inscrivaient sur le cylindre noirci en même temps que les vibrations d'un électro-diapason à 100 périodes par seconde, qui servait de chronographe. Les tracés étaient fixés à l'alcool, puis détachés du cylindre et étudiés à loisir.

La *fig.* 1 représente schématiquement l'appareil.

A l'aide de ce dispositif, j'ai pu inscrire des fréquences dépassant 100 périodes par seconde.

Il se prête d'ailleurs aussi bien à l'étude des courants périodiquement interrompus qu'à celle des courants alternatifs.

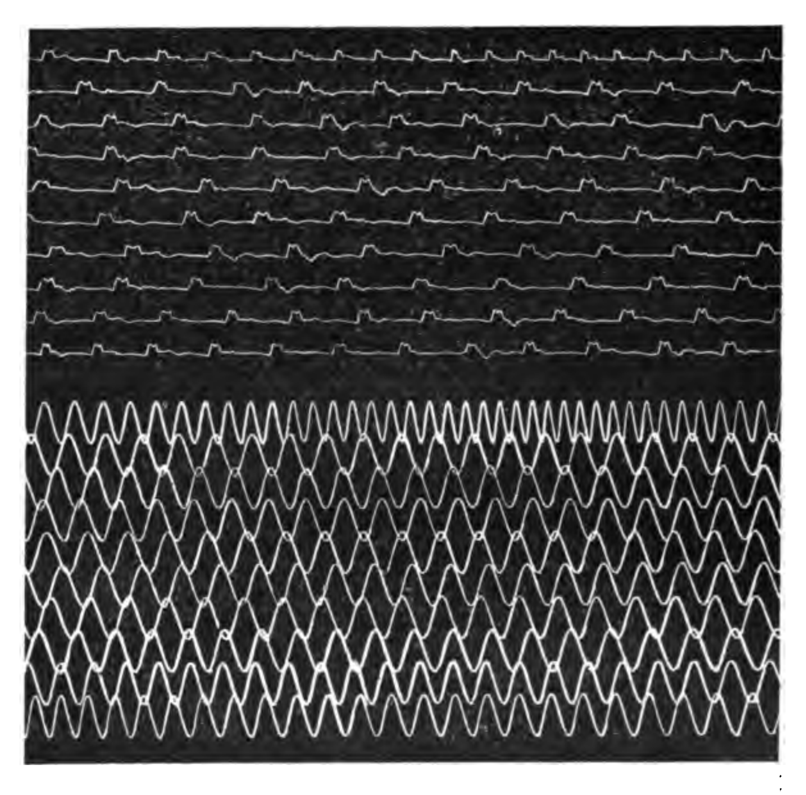


Fig. 2.

Interrupteur Margot, spirale d'aluminium (1er mai 1900). — Diapason : 100 périodes par seconde. — Inscrit : 50 interruptions par seconde.

La *fig.* 2 représente un segment des nombreux tracés obtenus au moyen de divers interrupteurs pour bobine d'induction. Ici l'interrupteur était une spirale vibrante de Margot, dont la période est constante. On voit que le nombre des interruptions peut être mesuré à une fraction près, avec une précision rigoureuse. Le tracé permet, tout au moins pour les fréquences basses, d'étudier l'allure de l'interrupteur et révélerait les ratés, s'il s'en produisait.

Le tracé *fig.* 3 se rapporte à un courant alternatif (alternateur Thury bipolaire 125 volts). L'allure périodique du courant est facilement reconnaissable, malgré les déformations que les oscillations propres du style occasionnent quand la fréquence s'élève. On voit qu'on a une attraction de l'armature par alternance, donc, par période, deux inflexions identiques du même côté de l'axe des déviations nulles.

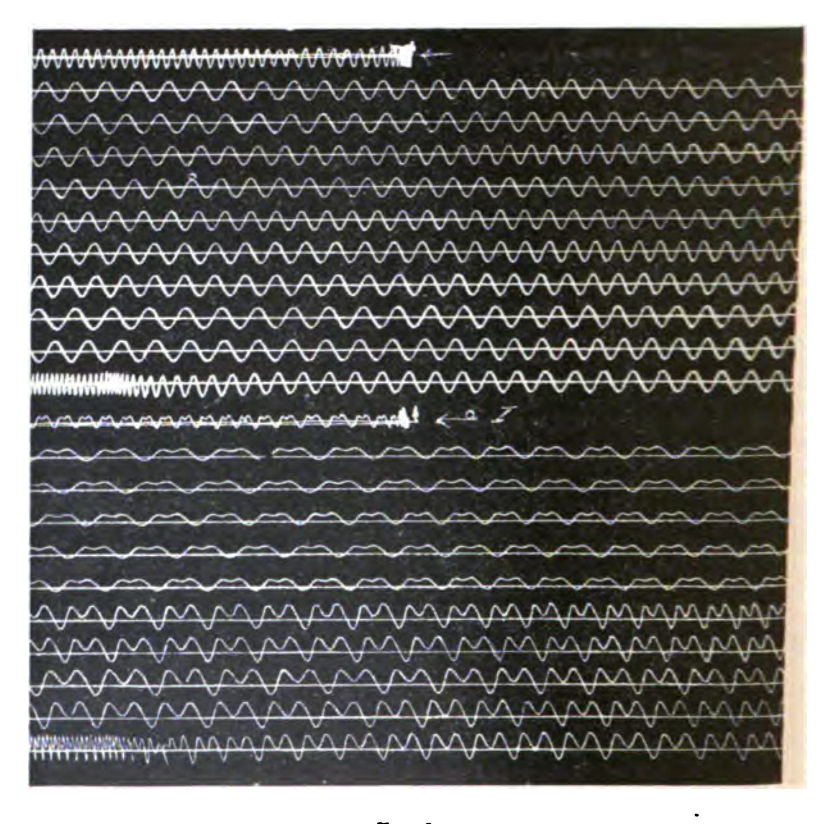


Fig. 3.
4 juillet 1902. — Diapason : 100 périodes par seconde.
Alternateur I. — 27,0 périodes par seconde.
— II. — 31,0 périodes par seconde.

Ce dédoublement n'altère en rien le nombre des périodes enregistrées par seconde, mais a l'inconvénient d'exagérer le rôle perturbateur des vibrations propres de l'inscripteur. On y remédierait

d'ailleurs sans peine en substituant à l'armature de fer doux une armature polarisée et en diminuant l'inertie du système mobile.

Enfin, en imprimant au papier enregistreur une vitesse constante connue, on pourrait supprimer le dispositif chronographique.

On réaliserait ainsi, sans doute, l'enregistrement de fréquences beaucoup plus grandes.

Quoi qu'il en soit, j'ai tenu à signaler un procédé facile à réaliser dans tout laboratoire et susceptible de rendre de bons services dans le cas de fréquences relativement basses (1).

S.-A. MITCHELL. — The flash spectrum, May 18 1901. Wave-length determinations and general conclusions regarding the « reversing layer » (Le spectre de lignes brillantes le 18 mai 1901. Déterminations de longueurs d'ondes, et conclusion générale sur la couche où se produit le renversement des raies). — *Astroph. Journ.*, mars 1902, p. 97-122.

M. S.-A. Mitchell s'était proposé d'obtenir, pendant l'éclipse totale du 18 mai 1901, une photographie du spectre de la couche mince de la chromosphère où l'on observe des raies brillantes. Un cœlostat projetait, dans ce but, l'image du soleil sur un réseau de Rowland, et une lentille de quartz de 183 centimètres de foyer amenait les rayons diffractés sur la pellicule photographique. C'est le spectre du premier ordre de λ_{3000} à λ_{6000} qui a été photographié au moment du deuxième contact. On avait déterminé avec soin les longueurs focales de la lentille pour les diverses longueurs d'ondes comprises entre ces limites, et, à l'aide de ces nombres, on avait pu incurver la pellicule photographique de façon à ce que les images de toutes les raies fussent au point.

La photographie obtenue a permis de déterminer les longueurs d'onde de 374 raies, dont 283 ont pu être identifiées avec celles du spectre solaire. La comparaison des deux spectres montre qu'une raie de la chromosphère est d'autant plus brillante que la raie solaire correspondante l'est davantage, et que les intensités des raies solaires qui correspondent à une intensité de raie donnée, dans le spectre de la chromosphère, varient avec les différents métaux. On

(1) Ces essais ont été commencés au printemps 1900, au laboratoire de Physique de l'Université de Lausanne. — Je dois l'idée d'employer l'appareil de Schneebeli à M. le Dr Constant Dutoit, à Lausanne.

peut classer les raies en trois groupes : celles qui sont fortes dans le spectre de la chromosphère et dans le spectre solaire (Na, Mg, Al, Ca); celles qui sont fortes dans le spectre de la chromosphère et faibles dans le spectre solaire (Se, Ti, V, Cr, Mn, Sr, Y, Zr) ; celles qui sont faibles dans le spectre de la chromosphère et fortes dans le spectre solaire (Fe, Ni, Co). Ces variations dans les intensités relatives des deux spectres sont dues, sans nul doute, à ce que les vapeurs s'étendent plus ou moins haut dans la chromosphère, et, comme le limbe de la lune s'avance graduellement en recouvrant les couches successives de l'atmosphère solaire, les gaz les plus légers pourront donner, dans le spectre d'émission, les éclats photographiques les plus grands.

On peut obtenir une valeur approchée de l'épaisseur de la couche produisant les raies brillantes (qui ont la forme d'arcs dans la photographie) en mesurant leurs ouvertures angulaires. Cette épaisseur varie avec les différents métaux : 8″ pour H, 7″ pour H_e (4471), 4″ pour H_e (4026), 0″,5 pour Fe, etc. Les arcs de la grande majorité des raies sont inférieurs à 0″,5.

J. Baillaud.

Percival LEWIS. — The effect of sodium on the hydrocarbon bands in the spectrum of the Bunsen flame (Effet du sodium sur les bandes des hydrocarbures dans le spectre de la flamme du Bunsen). — *Astroph. Journ.*, mars 1902, p. 122-124.

Scheiner, dans son *Astronomical Spectroscopy*, annonce que, si on introduit de la vapeur de sodium dans un brûleur Bunsen, l'intensité du spectre des hydrocarbures ne diminue pas, et qu'il y a simplement addition de la raie du sodium. Pour vérifier cette opinion, M. Percival Lewis a fait, avec un spectrophotomètre de Glan, des mesures photométriques de la raie verte des hydrocarbures. En introduisant, dans un bec Bunsen circulaire, un cylindre d'amiante imprégné de sel, il ne trouve aucun affaiblissement sensible. Il attribue ce fait à ce que la vapeur de sodium forme une couche extérieure au cône vert rayonnant. En effet, en employant un bec aplati en queue de poisson, la vapeur de sodium est obligée de se mélanger plus intimement au gaz, et la raie verte diminue d'intensité.

J. Baillaud.

JOHN FRED. MOHLER. — The Doppler effect and reversal in spark spectra (L'effet Doppler-Fizeau et le renversement des raies dans les spectres d'étincelles). — *Astroph. Journ.*, mars 1902, p. 125-129.

MM. Schuster et Hemsalech ont mesuré la vitesse avec laquelle les vapeurs métalliques existant dans une étincelle sont entraînées d'une électrode à l'autre, en photographiant le spectre de l'étincelle sur une pellicule qui se déplace d'un mouvement rapide. Le Dr Schenk employait dans le même but un miroir tournant. M. John Fred. Mohler a cherché à mesurer la vitesse des vapeurs métalliques en mettant en évidence l'effet Doppler-Fizeau. Les électrodes étaient disposées suivant une ligne perpendiculaire au plan de la fente et pouvaient être retournées facilement de 180°, de façon à renverser la direction du déplacement des particules. L'étincelle de 6 ou 7 millimètres de long était produite par une bobine d'induction commandée par un interrupteur Wehnelt et munie d'un condensateur. La décharge était oscillante.

Le résultat le plus remarquable qui ait été obtenu a été l'observation d'une variation très marquée dans le caractère des lignes. Avec des électrodes de magnésium, quand les particules en mouvement dans l'étincelle s'éloignent de la fente, les lignes λλ 2795, 2802, 2852 sont très fortement renversées, ce qui n'a pas lieu quand les particules s'en rapprochent. Le mouvement dans la ligne de vision produit un déplacement trop peu marqué pour être bien observable ; de plus, on ne peut obtenir que la vitesse moyenne des particules dans l'étincelle. Elle est d'environ $0^{km},37$ pour les lignes de l'aluminium λλ 3961, 3944, un peu plus faible pour les lignes du fer et du magnésium, et un peu plus forte pour celles du cadmium.

J. BAILLAUD.

GEORGE HALE. — Note on the spark spectrum of iron in liquids and in air at high pressures (Note sur le spectre d'étincelle du fer dans les liquides et dans l'air à haute pression). — *Astroph. Journ.*, mars 1902, p. 132-136.

Cette note donne le résultat d'expériences qui ne sont pas encore définitives.

L'auteur fait éclater l'étincelle condensée d'un transformateur entre deux électrodes d'acier de 1 millimètre de diamètre, distantes

de 1 millimètre, plongées dans de l'eau pure ou dans une dissolution saline. Des électrodes d'acier semblables aux précédentes, mais ayant un écartement de 12 millimètres, sont placées dans l'air en série avec les premières. On observe alors le renversement de certaines raies dans le spectre de l'étincelle qui éclate dans le liquide. Les raies renversées augmentent en nombre et en intensité, jusqu'à donner au spectre l'apparence d'un spectre d'absorption : 1° avec la longueur de l'étincelle auxiliaire; 2° avec le diamètre des électrodes; 3° avec la capacité du condensateur; 4° avec la pression de l'eau; 5° avec la concentration des dissolutions salines. Par contre, le phénomène du renversement des raies diminue d'intensité quand on augmente la longueur de l'étincelle qui éclate dans le liquide.

M. G. Hale a étudié aussi l'étincelle qui éclatait dans un interrupteur Wehnelt, celle d'un arc à électrodes de fer plongées dans l'eau, celle de la décharge d'une bobine à haute fréquence. Pour tous ces spectres, il n'a pas observé de renversement de raies. Il a aussi étudié la région bleue du spectre de l'étincelle d'un transformateur éclatant dans de l'air à des pressions supérieures à 20 atmosphères. Ses résultats concordent bien avec ceux de MM. Humphreys et Mohler; les raies du fer restent très étroites, et sont déplacées vers le rouge d'une quantité qui semble proportionnelle à la pression.

J. Baillaud.

M. ASCOLI. — Sulla stabilità del magnetismo temporaneo e permanente (Sur la stabilité de l'aimantation temporaire et permanente). — *Il Nuovo Cimento*, t. III, p. 5; janvier 1902.

L'étude de la variation de l'aimantation sous l'influence des chocs fait l'objet du mémoire. Pour déterminer la stabilité du magnétisme, l'auteur trace le cycle d'aimantation auquel le corps est soumis, soumet celui-ci à un choc bien déterminé en un point du cycle et mesure la variation de l'aimantation. Entre chaque mesure, il est indispensable de faire parcourir au corps une dizaine de fois le cycle primitif pour détruire l'effet produit.

Les mesures ont été exécutées par la méthode balistique; elles ont porté sur des cylindres allongés. La représentation graphique des phénomènes s'obtient en portant en abscisses le champ magnétisant et en ordonnées la variation de l'aimantation. On peut encore prendre comme abscisses l'aimantation avant le choc. Les courbes

obtenues, correspondant à un cycle fermé, sont aussi des courbes fermées. En partant du point extrême supérieur du cycle,on observe une variation d'abord positive qui s'annule en un point appelé par l'auteur *point neutre*, puis devient négative et passe par un maximum en grandeur absolue pour une force magnétisante très voisine de la force coercitive. Au point neutre; le choc ou une série de chocs identiques à celui qui sert de base à l'expérience sont sans effet sur l'aimantation.

Avec les cycles non symétriques partant d'un même sommet d'un cycle symétrique et contenus à l'intérieur de celui-ci, on observe, pour chacun, un point neutre, le lieu de ces points constitue une *ligne neutre principale*. Il existe une deuxième ligne symétrique de la première. L'aire comprise entre ces lignes a une forme symétrique voisine de celle du cycle, ses deux sommets sont sur le cycle et elle se trouve tout entière à l'intérieur de celui-ci. Tout point intérieur représente un état de stabilité parfaite.

Lorsque l'intensité du choc augmente, la ligne neutre se redresse en se rapprochant de l'axe des intensités d'aimantation. Ce déplacement, qui est très faible, conduit aux conclusions suivantes: un point placé entre deux lignes neutres, relatives à un choc faible et à un choc plus fort, représente un état magnétique qui éprouve des variations de signe contraire suivant que le choc est fort ou faible; un point de la ligne neutre relative au coup fort, ne ressent aucun effet de ce coup fort, mais éprouve une augmentation pour le coup faible et inversement. Cette conséquence a été vérifiée expérimentalement.

Si, en un point neutre, le choc est sans action sur l'aimantation, il n'en produit pas moins un effet latent. Aussi, en un point neutre relatif à un coup fort, quand on a fait agir celui-ci, le coup faible n'a plus d'effet.

Ces considérations s'appliquent au cas du magnétisme permanent. L'auteur arrive à cette conclusion qu'il est toujours possible d'obtenir un magnétisme permanent de stabilité parfaite; mais cela ne s'obtient qu'aux dépens de l'intensité d'aimantation; la perte, assez grande avec le fer, est très petite avec l'acier, principalement s'il est trempé.

Avec une série de chocs identiques, les variations successives vont en diminuant d'une manière assez irrégulière suivant l'état magnétique et le moyen par lequel il a été obtenu. Mais le diagramme des

variations correspondant à l'état limite a même allure que le précédent, les maxima et les points neutres correspondent aux mêmes valeurs de H, de sorte que les lignes neutres sont les mêmes.

L'auteur compare les résultats qu'il a obtenus à quelques autres obtenus dans des cas particuliers par Ewing, Fromme, Wiedemann, Berson et Curie, et termine par l'exposé des mesures exécutées sur le fer de Suède et l'acier, trempé ou non.

L'étude des aimants non uniformes conduit à la remarque suivante: dans une barre d'acier trempé, il est possible de mettre simultanément tous les points dans les conditions de stabilité parfaite.

Enfin, si l'état magnétique est amené en un point neutre, les différentes matières que l'on peut employer dans la construction d'un aimant sont pratiquement équivalentes au point de vue du choc; on est donc libre du choix pour obtenir le maximum de la stabilité relative aux autres causes perturbatrices.

G. Goisot.

A. BERTI. — Voltametri ad elettrodi di magnesio, di antimonio, bismuto e cadmio (Voltamètres à électrodes de magnésium, antimoine, bismuth et cadmium). — *L'Elettricità*, t. XI, p. 101 ; avril 1902.

A. Campetti avait déjà observé que le magnésium employé comme anode dans un électrolyte, susceptible de dégager de l'oxygène à l'anode, donne lieu à des phénomènes analogues à ceux que l'on observe avec l'aluminium. A. Berti, en étudiant les autres métaux, a constaté que l'antimoine, le bismuth et le cadmium peuvent être rapprochés des deux précédents. Les électrolytes à employer de préférence sont l'oxalate neutre d'ammoniaque pour le cadmium, le carbonate d'ammoniaque pour le bismuth, le carbonate d'ammoniaque et l'acide sulfurique pour l'antimoine.

G. Goisot.

A. RIGHI. — Sui campi elettromagnetici e particolarmente su quelli creati da cariche elettriche o da poli magnetici in movimento (Sur les champs électromagnétiques et particulièrement sur ceux créés par des charges électriques ou des pôles magnétiques en mouvement). — *Il Nuovo Cimento*, t. II, p. 104; août 1901.

En partant des équations fondamentales du champ électromagnétique sous la forme symétrique que leur a donnée Hertz, on observe

que leur intégration se ramène à la recherche de trois fonctions spéciales πx, πy, πz que l'on peut considérer comme composante, d'un vecteur caractéristique. Chacune des trois fonctions doit être solution de l'équation

$$\Delta\pi = A^2 \frac{\partial^2\pi}{\partial t^2},$$

où A est l'inverse de la vitesse de propagation des perturbations électromagnétiques dans le cas de l'éther libre.

Le vecteur caractéristique étant connu, on a les composants des champs électriques x, y, z et magnétiques L, M, N par simple dérivation :

$$X = \frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{\partial\pi_x}{\partial z} - \frac{\partial\pi_z}{\partial x}\right) - \frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{\partial\pi_Y}{\partial x} - \frac{\partial\pi_x}{\partial y}\right);$$
$$L = A\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\partial\pi_z}{\partial y} - \frac{\partial\pi_Y}{\partial z}\right).$$

Pour une distribution et un mouvement donnés des charges électriques ou magnétiques, les composants du vecteur caractéristique sont fonctions de l'intensité et des positions de ces charges. Mais, par suite de la symétrie des équations de Hertz, si l'on connaît une solution de ces équations relative aux charges électriques et si l'on change dans le vecteur caractéristique les charges électriques contre l'intensité des pôles magnétiques, on obtient la solution du problème conjugué relatif aux pôles magnétiques.

Soient π'_x, π'_y, π'_z les composantes du nouveau vecteur, on a :

$$X = A\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\partial\pi'_y}{\partial z} - \frac{\partial\pi'_z}{\partial y}\right);$$
$$L = \frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{\partial\pi'_x}{\partial z} - \frac{\partial\pi'_z}{\partial x}\right) - \frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{\partial\pi'_y}{\partial x} - \frac{\partial\pi'_x}{\partial y}\right).$$

Le vecteur caractéristique ne doit pas être confondu avec le vecteur potentiel.

Dans beaucoup de cas, les deux vecteurs caractéristiques π et π' ont même direction pour tous les points du champ et cette direction est invariable avec le temps. Il peut alors suffire, pour définir les deux vecteurs, et par là le champ électromagnétique, d'indiquer sa direction et de donner les valeurs représentées simplement par π ou π' en fonction de x, y, z et t.

La relation générale existant entre les deux vecteurs résulte de la comparaison directe des formules précédentes. Si on forme les expressions déduites de $\frac{\partial\pi_z}{\partial y} - \frac{\partial\pi_y}{\partial z}$ par permutation circulaire pour π

et pour π', on peut dire qu'entre les premières et les secondes existent les mêmes relations de Hertz qui lient les composantes L, M, N de la force magnétique aux composantes x, y, z de la force électrique.

Les champs statiques, dus à des distributions électriques ou magnétiques en équilibre, constituent des cas particuliers. Le potentiel qui les caractérise n'est autre que la divergence respectivement des vecteurs π et π'.

$$V_c = \frac{\partial \pi_x}{\partial x} + \frac{\partial \pi_y}{\partial y} + \frac{\partial \pi_z}{\partial z}$$
$$V_c' = \frac{\partial \pi_x'}{\partial x} + \frac{\partial \pi_Y}{\partial y} + \frac{\partial \pi_z'}{\partial z}.$$

On peut profiter de cette observation pour distinguer les deux vecteurs en vecteur électrique π et vecteur magnétique π'.

Il suffit que l'un des vecteurs soit connu pour que, à l'aide des formules précédentes, on puisse calculer les composantes des forces pour un point quelconque du champ électromagnétique et pour un instant quelconque.

G. Goisot.

A. GARBASSO. — Sopra il coefficiente di autoinduzione di un anello a sezione rettangolare (Sur le coefficient de self-induction d'un anneau de section rectangulaire). — *Il Nuovo Cimento*, t. II, p. 97; août 1901.

L'auteur, dans un mémoire précédent sur la fonction Tme de Maxwell (1), a conduit les calculs en supposant que le courant se distribue uniformément dans la section de l'anneau. Il démontre que, pour calculer les coefficients de self-induction, cette simplification porte seulement à négliger des termes dont la grandeur atteint à peine quelques centièmes de la valeur totale.

G. Goisot.

F. MACCARONE. — Un apparecchio dimostrativo per i fenomeni di polarizzazione dielettrica (Appareil de démonstration des phénomènes de polarisation diélectrique). — *Il Nuovo Cimento*, p. 88 ; août 1901.

L'auteur décrit un appareil de cours présentant quelque analogie avec la balance de Coulomb et permettant de mettre en évidence la

(1) *Nuovo Cimento*, t. I, p. 401 ; 1901.

polarisation diélectrique; il démontre qu'il existe un retard de polarisation dû uniquement à la viscosité.

Une baguette horizontale de verre porte à ses extrémités deux disques verticaux de verre; elle peut tourner dans un plan horizontal autour de son centre. Deux disques fixes diamétralement opposés occupent une des positions que peuvent prendre les disques mobiles. Le tout est disposé entre deux plateaux métalliques horizontaux produisant le champ électrique. A la charge, les disques mobiles s'écartent lentement des disques fixes; après décharge, le système revient très lentement au zéro.

G. Goisot.

G. di CIOMMO. — Sulla conducibilita elettrica degli idrati di sodio e potassio in soluzioni gliceriche (Sur la conductibilité électrique de la soude et de la potasse en solutions glycériques). — *Il Nuovo Cimento*, t. II, p. 81; août 1901.

L'auteur continue les recherches de Monti [1], qui étaient limitées aux solutions très diluées. La méthode expérimentale est celle du pont de Kohlrausch, avec emploi du téléphone.

En solutions glycériques, les conductibilités maxima sont inférieures à la millionième partie de celles trouvées par Kohlrausch pour les solutions aqueuses. — Les maxima ont lieu à 5 0/0 pour la soude et à 7,03 pour la potasse, et le rapport $\frac{7,03}{5,00} = 1,4$ est le même que celui des poids moléculaires $\frac{56}{40}$, résultat qui n'est pas vérifié pour les maxima en solutions aqueuses.

Les coefficients de température pour la soude et la potasse, 0,21 et 0,17 en solutions glycériques, sont beaucoup plus élevés que pour les solutions aqueuses : 0,03 et 0,07.

G. Goisot.

A. MARESCA. — Sulla energia svolta dalla scarica oscillante di un condensatore nei tubi a vuoto (Sur l'énergie dévc oppée par la décharge oscillatoire d'un condensateur dans les tubes à vide). — *Il Nuovo Cimento*, t. VII, p. 339; mai 1902.

Une machine charge deux batteries de condensateurs en cascade; en série avec ces batteries est une résistance liquide impolarisable et

(1) Monti, *Atti del R. Istituto Veneto;* 1891-92.

le tube de décharge, en communication avec une pompe à mercure.

A pression constante (de 3 à 120 millimètres de mercure), il existe entre l'énergie q dépensée dans le tube et la résistance R du circuit la relation

$$q = A + \frac{B}{R},$$

où A et B sont des constantes.

Lorsque le potentiel varie, le rapport $\frac{q}{V^2}$ reste approximativement constant. Même à la pression ordinaire, cette proportionnalité subsiste, quoique moins nettement. Kauffmann avait, au contraire, trouvé dans ce dernier cas que le rapport $\frac{q}{V^3}$ restait constant.

L'auteur n'a pu obtenir de résultats relatifs à la période oscillatoire de la décharge (de 3×10^{-6} à 3×10^{-5}). Pour chaque fréquence, l'énergie dépensée dans le tube augmente d'abord quand la pression diminue, puis passe par un maximum et décroît.

G. Goisot.

G. VICENTINI. — Rotazioni elettrostatiche (Rotations électrostatiques). *R. Istituto Veneto*, t. LXI, p. 221.

La question a été déjà étudiée partiellement par Quincke, Heidweiller, Boltzmann, etc. L'auteur s'occupe plus spécialement de la rotation des liquides.

Dans la paroi d'un cristallisoir, on fixe les deux électrodes diamétralement opposées. Après quelques mouvements irréguliers, le liquide se met en rotation ; le sens de celle-ci est indifférent ; ce sera par exemple celui de l'impulsion qu'on aura préalablement donnée au liquide. Le même genre de phénomène s'observe si les deux électrodes précédentes sont reliées au même pôle, l'autre pôle arrivant au centre. La vitesse qu'on observe au début est plus grande que celle qui se conserve ensuite d'une manière régulière. La nature du liquide semble sans influence.

Si une électrode est au centre et l'autre reliée à une lame qui tapisse intérieurement le contour du vase, on observe des ondes concentriques.

Avec le champ négatif, la première disposition prédomine dans

le liquide ; cela tient à ce qu'une grande partie de l'électricité positive passe entre le liquide et la paroi. L'exploration du contour montre en effet que le champ positif est très étendu sur la paroi et arrive presque jusqu'au pôle négatif.

L'auteur a complété cette étude par des expériences sur les poudres en suspension et sur les gaz.

G. Goisot.

O.-M. CORBINO. — Nuove ricerche sulla polarizzazione rotatoria magnetica nell' interno di una riga d'assorbimento (Nouvelles recherches sur la polarisation rotatoire magnétique à l'intérieur d'une raie d'absorption). — *Il Nuovo Cimento*, t. III, p. 121 ; février 1902.

L'auteur a repris les expériences qu'il avait faites antérieurement ([1]) et dont le professeur Voigt avait interprété différemment les résultats ([2]). Il arrive à la même conclusion que précédemment.

A l'intérieur d'une des raies d'absorption du sodium, contrairement à ce que la théorie permet de prévoir, la rotation magnétique du plan de polarisation est de même sens qu'au dehors de la raie ; elle est très petite et croît d'une manière continue avec le champ, et approximativement, en proportion.

G. Goisot.

A. BATTELLI et L. MAGRI. — Sulle scariche oscillatorie (Sur les décharges oscillatoires). — *Il Nuovo Cimento*, t. III, p. 177 et 257 ; mars et avril 1902.

D'un mémoire très détaillé, les auteurs tirent les conclusions suivantes :

La période d'oscillation concorde, dans la limite des erreurs d'expériences, avec la valeur théorique donnée par la formule de Thomson. L'accord est moins bon dans le cas de périodes très courtes, 7×10^{-7}.

La résistance de l'étincelle pour des décharges peu amorties et d'assez grandes quantités d'électricité (cas des expériences) est toujours petite est inférieure à 1 ohm. Elle croît moins rapidement que la longueur, soit que l'étincelle augmente de section, soit que la majeure partie de la résistance ait lieu dans le passage de l'électrode au gaz.

Avec les électrodes de cadmium, les étincelles sont beaucoup plus

([1]) *Rend. dei Lincei*, t. X, p. 137 ; 1901.
([2]) *Ann. der Phys.*, t. VI, p. 784 ; 1901.

régulières qu'avec le platine ou le platine iridié ; mais les valeurs de la résistance et de l'énergie dépensée dans l'étincelle sont approximativement les mêmes.

G. Goisot.

A. SELLA. — Ricerche di radioattivita indotta (Recherches de radioactivité induite). — *Il Nuovo Cimento*, t. III, p. 138 ; février 1902.

La radioactivité induite n'avait été obtenue par Rutherford, Dorn, Elster et Geitel que sur un corps positif. L'auteur obtient ce phénomène indépendamment du signe. Une machine à influence avec forte capacité en dérivation est reliée, d'une part, à une hélice, et, d'autre part, à une tige concentrique portant de petites aiguilles fixes perpendiculairement; une grande résistance liquide est en série, de façon à éviter l'oscillation du signe. Après une action de deux heures, la spirale peut produire, en moins d'une minute, la décharge d'un électromètre d'Elster et Geitel, ce qui demanderait au moins deux heures si la spirale n'avait pas subi d'action préalable.

G. Goisot.

LUSSANA et CARNAZZI. — Influenza di un dielettrico solido interposto fra le palline di uno spinterometro sulla lunghezza della scintilla (Influence d'un diélectrique solide interposé entre les boules d'un spinteromètre sur la distance explosive). — *Il Nuovo Cimento*, t. III, p. 132; février 1902.

Dans l'air ou dans un liquide, le passage de l'étincelle est toujours facilité par un diélectrique solide placé contre l'anode. Lorsqu'on écarte le corps de l'anode, l'action augmente jusqu'à une certaine limite, passe par un maximum, puis disparaît.

Si on remplace le diélectrique par un petit conducteur isolé, on observe, au contraire, un accroissement de résistance.

G. Goisot.

G. DI CIOMMO. — Sulla conducibilità elettrica dei liquidi isolanti e dei loro miscugli (Sur la conductibilité électrique des liquides isolants et de leurs mélanges). — *Il Nuovo Cimento*, t. III, p. 97 ; février 1902.

L'auteur a employé pour les liquides organiques les plus isolants la méthode suivante : Une électrode du vase à résistance commu-

nique avec un pôle d'une pile dont l'autre pôle est au sol; la seconde électrode est reliée à l'aiguille d'un électromètre dont les paires de quadrants communiquent avec les pôles d'une seconde pile. L'aiguille est chargée par l'électricité qui traverse le liquide; elle prend sa position d'équilibre quand la quantité d'électricité ainsi fournie compense celle perdue par l'aiguille. On déduit la résistance du liquide de la différence entre le potentiel de la pile et celui indiqué par l'électromètre. Cette méthode a été appliquée aux liquides, tels que le benzène, le toluène, l'hexane, le tétrachlorure de carbone, etc. L'hexane seul a une résistance supérieure à 4×10^{15} ohms, limite mesurable.

Pour les liquides moins isolants, l'auteur a employé la méthode habituelle de perte de charge d'un condensateur.

Il résulte de ces expériences qu'il ne peut être établi de différence entre les liquides organiques et que tous conduisent plus ou moins faiblement.

Les liquides subissent de profondes modifications dans leurs mélanges; la résistance du mélange ne coïncide pas avec la valeur calculée d'après sa composition. Lorsque les liquides mélangés ont une résistivité de même ordre, la différence entre la résistance calculée et la résistance vraie est toujours positive, elle part de zéro, atteint un maximum vers 50 0/0 et revient à zéro.

Si les liquides ont des résistivités très différentes, cette différence part de zéro, passe par un maximum positif, redescend, devient négative, passe par un minimum et revient à zéro.

G. Goisot.

A. RIGHI. — Ancora sulla questione del campo magnetico generato dalla convezione electrica (Encore sur la question du champ magnétique engendré par la convection élettrique). — *Il Nuovo Cimento*, t. III, p. 71; janvier 1902.

Au sujet de l'influence controversée du diaphragme métallique placé entre les corps électrisés en mouvement et l'aiguille magnétique, dans les expériences de convection électrique, Righi a proposé la question suivante : quel est le champ électromagnétique produit au-delà d'un plan indéfini conducteur, par une charge qui se meut uniformément en ligne droite parallèle?

Le professeur Levi-Civita est arrivé aux résultats suivants : le diaphragme conducteur modifie le champ magnétique de telle sorte

que la force magnétique au-delà de l'écran est moindre que celle qui existerait si le diaphragme était supprimé. Si la conductibilité du diaphragme augmente de plus en plus, la force magnétique diminue et tend vers zéro. Mais la modification du champ due au diaphragme devient négligeable si la convection tend à devenir stationnaire.

G. GOISOT.

P. MORETTO. — Studio del fenomeno di Hall nei liquidi (Étude du phénomène de Hall dans les liquides). — *Il Nuovo Cimento*, t. III, p. 80; janvier 1902.

La méthode employée est la méthode alcalimétrique ([1]). La lame liquide en forme d'Y est obtenue à l'aide d'un papier poreux imbibé du liquide en expérience; dans certaines expériences, le liquide est contenu dans une rainure ayant la forme voulue. Malgré la sensibilité de la méthode, l'auteur n'a pu mettre en évidence l'existence du phénomène de Hall avec aucun liquide, même avec le mercure et les amalgames.

G. GOISOT.

DRUDE'S ANNALEN;

N° 6; 1902.

F. RICHARZ et P. SCHULZE. — Ueber asymmetrische Schwingungen um eine Lage stabilen Gleichgewichtes (Sur les oscillations dissymétriques autour d'une position d'équilibre stable). — P. 348-366.

Les exemples d'oscillations dissymétriques sont fréquents. On peut citer notamment les oscillations d'une balance de torsion, dans le cas simple d'un aimant qu'on a écarté d'un angle α par rapport au méridien magnétique, par une torsion ω du fil de suspension; celles d'une balance magnétique, constituée par un fléau horizontal à l'une des extrémités duquel est suspendu un aimant soumis à l'action d'un second aimant placé au dessous; la balance de Coulomb employée pour l'étude des attractions ou répulsions électriques et magnétiques,

---

(1) P. CARDANI, *Il Nuovo Cimento*, t. VII, p. 101; 1898; — et P. MORETTO, *Id.*, t. XI, p. 278; 1900.

ou la balance de Cavendish pour la gravitation, etc. Dans tous ces cas, l'une au moins des forces agissantes ne varie pas symétriquement de part et d'autre de la position d'équilibre stable de l'équipage mobile, et, par conséquent, les élongations de part et d'autre de cette position d'équilibre sont inégales.

M. Schulze, dans sa dissertation inaugurale [1], a traité en détail le premier de tous ces problèmes pour le cas où la dissymétrie est faible. Il a établi que la dissymétrie ε, différence des écarts extrêmes dans les deux sens à partir de la position d'équilibre, est proportionnelle au carré de l'amplitude.

Le mémoire actuel, à la fois théorique et expérimental, généralise cette relation, et établit, en outre, que la déviation d'équilibre β, supposée petite, est une fonction parabolique de la variable, de la forme :

$$\beta = \mu\delta + \nu\delta^2.$$

S'il s'agit, par exemple, de la balance magnétique, δ est le poids ajouté dans l'un des plateaux pour produire l'inclinaison β du fléau.

Les expériences ont confirmé les formules théoriques à des quantités près de l'ordre des erreurs d'expérience.

E. B.

E. WANDERSLEB. — Ueber die anomale Aenderung des longitudinalen Elasticitätsmoduls einiger Gläser mit der Temperatur und über den Einfluss gewisser Schwingungen auf den Elasticitätsmodul nach vorausgegangenen Erwarmungen (Sur la variation anomale du module d'élasticité de certains verres avec la température et sur l'influence de certaines vibrations sur le module d'élasticité après des échauffements). — P. 367-371.

M. Winkelmann [2] avait trouvé que deux échantillons de verres contenant de l'antimoine présentaient un coefficient d'élasticité croissant lorsque la température s'élève. L'auteur vérifie le fait sur les deux échantillons de M. Winkelmann ainsi que sur deux autres verres, contenant, comme les premiers, de l'antimoine et du bore. Deux autres échantillons exempts de bore, mais contenant de l'antimoine, se comportent normalement, c'est-à-dire que le coefficient d'élasticité décroît quand la température s'élève.

L'auteur a observé qu'un même échantillon de verre, présentant à

(1) SCHULZE, *Inaugural-Dissertation*, Greifswald, 1901.
(2) WINKELMANN, *Wied. Ann.*, LXI, p. 105 ; 1897.

froid une élasticité normale, peut, après avoir été chauffé, présenter un état élastique instable, caractérisé par un coefficient d'élasticité un peu plus faible et par un défaut de proportionnalité rigoureuse de l'allongement au poids tenseur. Il suffit souvent de faire vibrer, au voisinage de l'échantillon de verre rendu anormal, un diapason de hauteur moyenne pour que l'état instable disparaisse en quelques minutes ou en quelques heures.

E. B.

A. WINKELMANN. — Ueber die Diffusion von Wasserstoff durch Platin (Sur la diffusion de l'hydrogène à travers le platine). — P. 388-404.

Ce mémoire fait suite à un travail antérieur sur la diffusion de l'hydrogène à travers le palladium, déjà analysé dans ce recueil (1). La méthode est la même, à cela près que le platine à travers lequel l'hydrogène se diffuse est échauffé, non par un bec Bunsen, mais par un courant. Les résultats sont analogues. La diffusion n'est pas proportionnelle à la pression du gaz. Les formules établies dans le mémoire précédent, en supposant que l'hydrogène subit une dissociation partielle et que ce sont, non les molécules, mais les atomes dissociés qui traversent la paroi incandescente, sont aussi applicables au cas actuel. L'auteur en conclut que la dissociation invoquée peut être considérée comme très probable.

E. B.

H. HESS. — Elasticität und innere Reibung des Eises (Elasticité et frottement intérieur de la glace). — P. 405-431.

Essentiellement préoccupé de l'explication des phénomènes offerts par les glaciers, l'auteur a réalisé une longue suite de travaux sur la flexion de prismes de glace chargés par leur milieu. La flexion produite dans les premiers instants disparaît à peu près complètement par l'ablation de la charge; c'est la déformation élastique proprement dite, d'où l'on peut déduire le coefficient d'élasticité. Mais, si la charge agit plus longtemps, la déformation se poursuit d'une manière continue, mais non uniforme. L'auteur attribue cette déformation progressive à la viscosité de la glace. Il résulterait, d'ailleurs,

---

(1) Voir p. 100 de ce volume.

des expériences qu'on ne peut attribuer à la glace un coefficient de frottement intérieur fixe, ce coefficient variant avec la durée de charge dans des conditions d'ailleurs compliquées.

Ainsi, pour des charges moyennes, et au bout de cinq minutes de charge, le coefficient de frottement intérieur *croît* à peu près proportionnellement au temps, tandis que, pour des durées plus courtes, la loi de variation est moins simple. Pour de fortes charges, voisines de celle qui provoque la rupture, le coefficient de frottement *décroît*, au contraire, avec la durée d'application de l'effort.

E. B.

E. HAGEN et H. RUBENS. — Die Absorption ultravioletter, sichtbarer und ultraroter Strahlen in dünnen Metallschichten (Absorption des rayons ultra-violets, visibles et infra-rouges dans des couches métalliques minces). — P. 432-454.

La *constante d'absorption a*, à laquelle se rapportent les mesures de MM. Hagen et Rubens, est l'inverse du chemin, mesuré en microns, que doivent parcourir les rayons pour être réduits au dixième de leur intensité initiale. Ces savants réservent le nom de *coefficient d'extinction* à la grandeur *g*, qui se déduit de la précédente en la multipliant par le facteur $\frac{\lambda}{4\pi\mu}$, où μ désigne le module des logarithmes nepériens, λ la longueur d'onde des radiations considérées.

Les expériences ont été réalisées avec des couches minces de platine, d'argent et d'or, déposées à la surface de plaques de quartz. Le platine et l'or provenaient de l'émission cathodique (*Kathodischezerstaübung*) et étaient préparés par la méthode de Boas (1), la pression dans le tube à gaz raréfié était de 1/50 de millimètre, et ce gaz (de l'hydrogène électrolytique) était fréquemment renouvelé, pour éviter toute trace d'oxydation du métal. L'argent était déposé par voie chimique.

L'épaisseur des couches était déduite du poids de métal déposé, mesuré directement dans le cas de l'or et du platine; elle était déterminée indépendamment par pesées directes, par pesée de l'iodure d'argent formé aux dépens de la couche et par la voie optique connue, dans le cas de l'argent. Les trois méthodes ont fourni des résultats

(1) H. Boas, *D. R. P.*, 85435, 6 février 1895.

bien concordants, d'où l'on doit conclure que l'argent déposé chimiquement avait bien la densité normale.

Les mesures d'absorption étaient effectuées directement sur chaque plaque ; c'est-à-dire qu'on déterminait le rapport de la lumière J transmise à la lumière I_0 incidente. Ce rapport n'est pas identique au rapport $\frac{J}{I}$ de la lumière transmise à celle qui a réellement pénétré dans la couche, rapport d'où l'on déduit l'absorption. Il faut, en effet, tenir compte de la proportion R de lumière réfléchie. Celle-ci n'atteint la valeur normale qu'à partir d'une certaine épaisseur minimum des couches réfléchissantes, de l'ordre de 50 μμ. Toutes les couches employées avaient une épaisseur supérieure à cette épaisseur minimum. Cela posé, les expériences permettent d'effectuer la correction. On a, en effet, en désignant par *e* l'épaisseur des plaques supposée supérieure à la limite critique :

$$\frac{I}{J} = \frac{I_0}{J}(1 - R).$$

$$\log\frac{I_0}{J} = \log\frac{I}{J} - \log(1 - R) = K + ae.$$

Si donc on fait des mesures avec une série de plaques d'épaisseurs *e* croissantes, la courbe construite en prenant pour abscisses ces épaisseurs et pour ordonnées les logarithmes du rapport $\frac{I_0}{J}$ déterminé directement, sera une droite dont le coefficient angulaire est précisément le coefficient d'absorption cherché.

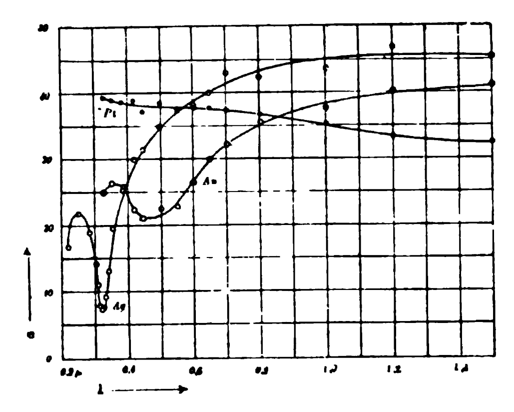


Fig. 1.

Les courbes ci-jointes (*fig.* 1) représentent les valeurs de ces coef-

ficients relatives à l'argent, à l'or et au platine, pour toutes les longueurs d'onde comprises entre $0^{\mu},2$ et $1^{\mu},5$. La variation de ce coefficient suit des lois analogues pour l'argent et pour l'or. Il faut noter, en particulier, le minimum très accusé de *a*, pour l'argent, vers $0^{\mu},321$. On sait que l'argent est transparent pour les radiations ultra-violettes. Le minimum relatif à l'or, vers 0,425, tombe dans le vert. Pour le platine, la variation du coefficient *a* se fait toujours dans le même sens, indiquant une transparence croissante pour les plus grandes longueurs d'onde.

Les tableaux suivants donnent *a* et *g*. Ils compléteront les renseignements que le lecteur peut désirer à cet égard.

Argent.

λ	a	g
1,5	45,2	12,4
1,2	46,9	10,5
1,0	43,6	8,00
0,8	42,5	6,21
0,7	43,0	5,52
0,65	40,0	4,77
0,60	38,1	4,20
0,55	37,4	3,78
0,50	35,0	3,21
0,45	31,4	2,59
0,42	30,0	2,31
0,385	25,2	2,31
0,357	19,6	1,28
0,338	15,0	0,36
0,332	9,1	0,554
0,326	7,50	0,449
0,321	7,02	0,424
0,316	7,08	0,452
0,310	11,0	0,621
0,305	14,1	0,789
0,288	19,0	1,005
0,251	21,8	1,002
0,221	16,6	0,68

Or.

λ	a	g
2,5	36,8	16,9
2,0	42,0	15,4
1,5	41,0	11,3
1,2	40,2	8,85
1,0	37,6	6,90
0,8	35,4	5,19
0,7	32,2	4,13
0,65	30,0	3,58
0,60	26,4	2,91
0,55	25,0	2,32
0,50	22,6	2,07
0,45	21,0	1,75
0,42	22,4	1,73
0,385	25,8	1,82
0,357	26,4	1,73
0,326	25,0	1,51

Platine.

λ	a	g
2,5	28,4	13,0
2,0	30,2	11,1
1,5	32,4	8,95
1,2	33,4	7,35
1,0	35,2	6,47
0,8	36,6	5,36
0,7	37,4	4

λ	α	g
0,65	37,8	4,51
0,60	37,8	4,16
0,55	37,6	3,79
0,50	38,4	3,52
0,45	37,2	3,07
0,42	38,8	2,99
0,385	38,6	2,76
0,357	38,9	2,56
0,326	39,2	2,34

Antérieurement aux recherches de MM. Hagen et Rubens, on ne possédait de mesures directes du coefficient d'extinction que relativement à l'argent (Wernicke); mais divers auteurs avaient calculé le coefficient d'extinction en partant d'observations de l'amplitude principale et de l'azimut principal. Les tableaux suivants réunissent tous ces résultats :

Argent.

λ	g calculé			g observé	
	Jamin	Quincke	Drude	Wernicke	H. et R.
0,656 C	3,5	3,4	»	3,57	4,84
0,630	»	»	4,04	»	4,54
0,589 D	2,8	2,9	3,67	3,26	4,12
0,527 E	2,6	2,5	»	2,94	3,49
0,486 F	2,3	2,2	»	2,71	3,01
0,429 G	2,1	1,8	»	2,40	2,41

λ	*Or.* g calculé		g obs.	*Platine.* g calculé		g obs.
	Quincke	Drude	H. et R.	Quincke	Drude	H. et R.
0,656 C	2,9	»	3,69	4,2	»	4,58
0,630	»	3,20	3,31	»	4,34	4,37
0,589 D	2,5	2,82	2,82	3,7	4,26	4,08
0,527 E	1,8	»	2,20	3,3	»	3,66
0,486 F	1,4	»	1,96	3,1	»	3,39
0,429 G	1,3	»	1,72	2,9	»	3,02

Les résultats de MM. Hagen et Rubens concordent particulièrement avec ceux de M. Drude. Les différences qui subsistent encore sont parfaitement attribuables à la différence des matières sur lesquelles ont porté les observations.

Des coefficients de réflexion R que les auteurs ont mesurés dans leurs recherches antérieures (1) et des coefficients g d'extinction

(1) Voir ci-dessus, p. 613.

publiés ci-dessus, on peut tirer l'indice de réfraction n correspondant à la longueur d'onde λ par la formule :

$$n = \frac{1+R}{1-R} \pm \sqrt{\left(\frac{1+R}{1-R}\right)^2 - (g^2+1)}.$$

Cette formule donne des valeurs imaginaires pour l'or et le platine dans l'ultra-violet, peut-être par suite de quelque petite erreur systématique portant sur l'un des éléments du calcul. Cependant il est intéressant de signaler qu'elle donne pour l'argent des valeurs de n qui, de 0,63 pour $\lambda = 1^\mu,5$, décroissent à 0,4 dans le rouge et à 0,22 dans le bleu, présentent un minimum de 0,2 pour $\lambda = 0^\mu,357$ et croissent ensuite rapidement jusqu'à 3,50 pour $\lambda = 0^\mu,251$. Ces résultats sont en accord général avec ceux de Kundt, Quincke et Drude.

L'or présente une très forte dispersion normale dans le spectre visible. L'indice croît de 0,37 pour $\lambda = 0^\mu,700$ jusqu'à 1,65 pour $\lambda = 0^\mu,450$. Dans l'ultra-violet et dans l'infra-rouge, la dispersion est plus faible, mais elle est nettement anomale dans l'infra-rouge : elle varie de 0,37 pour $\lambda = 0^\mu,8$ à 0,88 pour $\lambda = 1^\mu,5$.

Le platine donne des indices de réfraction très élevés et une forte dispersion anomale. De $\lambda = 0^\mu,45$ à $\lambda = 0^\mu,7$, l'indice croît de 2,1 à 3,1 et atteint dans l'infra-rouge la valeur 4,5 pour $\lambda = 1^\mu,2$.

E. B.

F.-F. MARTENS. — Ueber die Dispersion von Flusspat, Sylvin, Steinsalz, Quarz und Kalkspat, sowie über die Dispersion von Diamant (Sur la dispersion du spath fluor, de la sylvine, du sel gemme, du quartz et du spath, ainsi que sur la dispersion du diamant). — P. 459-465.

L'auteur complète sur divers points l'historique qui accompagne son précédent mémoire [1] et rend compte de quelques nouvelles mesures, réalisées avec un spectroscope plus parfait, dans la région visible. Ces expériences n'apportent de changement appréciable qu'en ce qui concerne le sel gemme, pour lequel tous les indices relatifs au spectre visible doivent être uniformément relevés de 20 unités du cinquième ordre. Les nombres ainsi modifiés sont d'accord avec ceux de M. Langley.

---

(1) Voir p. 333 de ce volume.

La dispersion du diamant est représentée par la formule :

$$n^2 = m + \frac{m'\lambda^2}{\lambda^2 - \lambda'^2}.$$

avec

$$m = 1,8755, \qquad \lambda' = 0^{\mu},12456.$$
$$m' = 3,7905,$$

Le diamant étudié était légèrement jaune et absorbait les radiations de longueur d'onde supérieure à 300 μ.

E. B.

W. VOLKMANN. — Ein neues Geradsichtprisma und ein neues Flussigkeitsprisma (Nouveau prisme à vision directe et nouveau prisme à liquide). — P. 455-458.

Le nouveau prisme à vision directe a une section pentagonale. Supposons la base du pentagone en bas ; les angles doivent être calculés, d'après l'indice du verre, de telle sorte qu'un rayon incident normal au plan bissecteur du prisme, tombant sur l'une des faces supérieures, aille se réfléchir sur les deux faces inclinées inférieures, pour sortir, par la seconde face supérieure, parallèlement à sa direction primitive.

Le prisme à liquide est un prisme creux dont les deux faces latérales sont des glaces argentées du côté intérieur. Le rayon incident doit tomber sur la surface horizontale du liquide, se réfléchir sur les deux faces du prisme et ressortir par la surface horizontale où s'opèrent les deux réfractions. Ce prisme très simple pourra rendre des services dans les cas où les radiations incidentes, ultra-violettes, par exemple, seraient absorbées par le verre. Il dispense de l'emploi coûteux de lames de quartz pour constituer les faces latérales du prisme à liquide ordinaire.

E. B.

W. SUTHERLAND. — Das Elasticitätsmodül von Métallen bei niedrigen Temperaturen (Module d'élasticité des métaux aux basses températures). — P. 474-478.

M. Sutherland fait observer que la formule par laquelle M. Schaefer [1] représente la variation du module d'élasticité des métaux aux

(1) Voir *J. de Phys.*, 3e série, t. X, p. 355 ; 1901.

basses températures est en désaccord avec une formule théorique qu'il a lui-même établie dans sa *théorie cinétique des solides*.

Il adresse diverses critiques aux méthodes expérimentales employées par M. Schaefer, et pense que, la précision des mesures à basse température n'atteignant pas encore le même degré qu'aux températures supérieures à zéro, la formule empirique de M. Schaefer ne peut être considérée comme définitivement établie (1).

(*A suivre.*) E. B.

COMPTES RENDUS DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES ;

T. CXXXII, 1er semestre 1901 (*suite*).

De FORCRAND. — Généralisation de la loi de Trouton. — P. 879.

La loi de Trouton : $\frac{L}{T} = K$ (L, chaleur de vaporisation d'une molécule à la température d'ébullition normale ; T, température absolue ; K, constante variant entre 20 et 26), avait été généralisée par M. Le Chatelier pour tous les phénomènes de vaporisation, de transformation allotropique et de dissociation, à condition d'adopter pour la constante K un nombre voisin de 20 dans le cas de la vaporisation, voisin de 30 dans le cas de la dissociation. On peut comprendre tous ces phénomènes dans une seule formule en introduisant deux termes nouveaux S et q.

Si L est la chaleur de liquéfaction d'une molécule gazeuse ; S, la chaleur de solidification de cette molécule liquide ; q, la chaleur de combinaison de cette molécule solide avec un corps solide pour former un composé solide sans changement d'état physique ; la formule de Trouton devient dans le cas de la vaporisation à température T où la pression est normale : $\frac{L+S}{T}$, et dans le cas d'un équilibre à la température T' pour laquelle la tension est normale : $\frac{L+S+q}{T'}$. La relation généralisée

$$\frac{L+S}{T} = \frac{L+S+q}{T'} = 30$$

(1) *Phil. Mag.*, 5e série, t. XXXII, p. 31 ; 1891.

a été vérifiée par M. de Forcrand avec l'ammoniaquec, l'eau, le glycol, le chlore, le brome, l'iode, le phénol, le benzène, la naphtaline, le bibromure d'éthylène, l'oxalate de méthyle, les acides butyrique, formique et acétique.

FIRMIN LARROQUE. — Sur les impressions musicales (physico et psychophysiologie). Etudes de psycho-acoustique. — P. 330, p. 821.

Dans de précédentes publications, l'auteur a décrit une théorie de l'impression globale harmonique, dans laquelle on est conduit à admettre l'existence de trois types de vibration nerveuse, caractérisés par la forme de l'amortissement. La possibilité de ces excitations nerveuses peut être mise en évidence à l'aide de courants croissant ondulatoirement; on arrive ainsi à établir une corrélation entre le régime du courant d'excitation et celui de la vibration nerveuse. L'impression visuelle peut conduire aux mêmes conclusions. On peut faire varier l'éclairement d'une page imprimée (dix émissions par seconde); l'éclairement croissant ondulatoirement (avec petit stade final de luminosité maximum) est le plus favorable à la netteté de la vision. Enfin, dans les instruments à archet, dans les instruments en cuivre, le mordant et l'éclat du son obtenu résultent de la discontinuité du son produit.

F. LARROQUE. — Sur les lois de l'écoulement de l'air dans les instruments de musique. — P. 1182.

Dans le cas où les sons émis dans les instruments à embouchure sont éclatants, on observe à l'enregistrement du mouvement vibratoire des interruptions périodiques. Dans d'autres cas, les sons sont doux; ceux-ci paraissent dus à l'existence d'une quasi-viscosité de l'air provoquée par le mouvement vibratoire. Lorsque le souffle de l'instrumentiste est assez considérable pour annuler en quelque sorte la viscosité de l'air, on entend des sons éclatants.

STÉPHANE LEDUC. — Pour obtenir des rayons de courtes longueurs d'onde, on peut utiliser l'effluve électrique, source intense de rayons violets et ultra-violets. — P. 542.

Le condensateur employé a pour diélectrique une lame transparente de celluloïd ou une mince lame de verre; une armature est

formée d'une feuille de métal percée d'un orifice circulaire de 2 centimètres à 4 centimètres de diamètre ; une sphère métallique de 2 à 3 centimètres de diamètre appliquée sur le diélectrique en un point correspondant au milieu de l'armature forme l'autre armature. Si ce condensateur est soumis à des charges et à des décharges rapides, les deux faces de la plaque diélectrique sont, au niveau de l'orifice, recouvertes d'un effluve qui est le siège d'une émission intense de rayons chimiques, violets et ultra-violets, purs de tout mélange avec des rayons calorifiques et lumineux. Ce rayonnement peut être utilisé dans le traitement par la méthode de Finsen.

Th. TOMMASINA. — Sur un électro-radiophone à sons très intenses et sur la cause qui les produit. — P. 627.

La limaille se trouve dans un isolant pâteux et, comme le fait M. Branly, elle est soumise à une pression réglée de manière à permettre le passage d'un courant d'une certaine intensité. Sous l'influence d'une onde hertzienne, la résistance d'un tel tube *augmente* au lieu de diminuer. C'est le diélectrique pâteux remplaçant l'air qui est la cause de ce phénomène. Ces appareils sont aptes à fonctionner dans l'intérieur d'un circuit téléphonique usuel ; on a pu réaliser ainsi un électro-radiophone qui répond, par un son fort et net, à toute étincelle, même de 1 millimètre, produite dans le voisinage.

P. CURIE et A. DEBIERNE. — Sur la radioactivité induite provoquée par les sels de radioactivité induite et les gaz activés par le radium. — P. 548 et 768.

La radioactivité induite a été reconnue dans bien des circonstances. M. et Mme Curie ont établi qu'une substance quelconque devient radioactive si elle est placée dans le voisinage d'un sel de baryum radifère (1). M. Debierne a remarqué que les sels de baryum en contact avec les sels d'actinium acquièrent la propriété radioactive qu'ils conservent pendant quelques mois (2). Les irrégularités observées par Mme Curie avec l'oxyde de thorium (3) ont été constatées par M. Owens (4) qui a montré que, par les courants d'air, on amoindrit l'activité de cet oxyde. M. Rutherford (5) a démontré que l'air ayant

(1) M. et Mme Curie. — *C. R.*, novembre 1899 ; — Congrès de physique, 1900.
(2) A. Debierne, *C. R.*, juillet 1900.
(3) Mme Curie, *C. R.*, avril 1898.
(4) Owens, *Phil. Mag.*, octobre 1899.
(5) Rutherford, *Phil. Mag.*, janvier et février 1900.

séjourné dans le voisinage de l'oxyde de thorium et entraîné au loin conserve pendant environ dix minutes ses propriétés conductrices ; les corps chargés d'électricité négative s'activent plus énergiquement que les autres. M. Rutherford explique ces phénomènes en admettant le dégagement par l'oxyde de thorium d'une émanation radioactive spéciale, susceptible d'être entraînée par l'air et chargée d'électricité positive par les ions positifs de l'air. M. Dorn a retrouvé les mêmes résultats avec les sels de baryum radifères (1).

MM. Curie et Debierne ont vérifié, en disposant dans une enceinte close contenant de la matière radioactive et dans diverses positions, avec ou sans écrans, des plaques de différentes substances, que celles-ci (aluminium, cuivre, ébonite, etc...) étaient actionnées d'une manière identique, pourvu qu'il existât entre elles et la substance radioactive un chemin continu par l'air. La radioactivité induite se transmet, en effet, dans l'air de proche en proche, depuis la matière radiante jusqu'au corps à activer; elle peut même se transmettre par des tubes capillaires très étroits. Les corps s'activent progressivement, d'autant plus rapidement que l'enceinte dans laquelle ils se trouvent est plus petite; ils tendent à prendre une activité induite limite, comme dans un phénomène de saturation. L'activité limite est d'autant plus élevée que le produit agissant est lui-même plus actif ; elle est indépendante de la nature du gaz enfermé dans l'enceinte et de la pression, pourvu que celle-ci ne s'abaisse pas au-dessous d'une certaine valeur. Si on fait un vide très avancé $\left(\frac{1}{1.000}\text{ millimètre de mercure}\right)$, le corps ne s'active plus ; bien mieux son activité disparaît s'il a déjà été activé. Ainsi la radioactivité induite ne se propage pas lorsqu'on supprime toute pression dans l'appareil. Si, après avoir fait le vide, on isole l'appareil de la trompe à mercure, les gaz occlus dans le métal se dégageant, la pression augmente et la radioactivité réapparaît avec la même valeur limite que dans l'air à la pression normale. Le gaz extrait de nouveau du tube est fortement radioactif ; il rend le verre fluorescent. Observé dans un tube de Geissler au spectroscope, il ne fournit aucune raie autre que celles connues du gaz.

Pour expliquer ces phénomènes, on peut admettre que les gaz ordinaires contenus dans l'air s'activent au contact de la matière radioactive et se diffusent ensuite en communiquant par contact leur

(1) Dorn, *Abh. Naturforsh. gesell. Halle*, juin 1900.

activité aux autres corps ; mais il ne paraît pas possible d'expliquer par cette manière de voir que l'activation limite est indépendante de la pression et de la nature du gaz ; de plus, la propagation de l'activité par les tubes capillaires semble beaucoup trop rapide pour pouvoir être produite par une simple diffusion des gaz.

A. NODON. — Production directe des rayons X dans l'air. — P. 770.

Les rayons X peuvent être produits directement dans l'air, en dehors des tubes de Crookes, sous l'influence simultanée de radiations ultra-violettes et d'un champ électrique. Une feuille isolée d'aluminium, inclinée à 45°, reçoit un faisceau de radiations ultra-violettes ; un conducteur réuni à la terre et disposé parallèlement à la feuille d'aluminium complète le condensateur, entre les armatures duquel existent le champ électrique et la lumière ultra-violette ; celle-ci est fournie principalement par l'arc voltaïque qui se produit entre deux crayons de graphite munis d'âmes en aluminium.

H. BECQUEREL et P. CURIE. — Action physiologique des rayons du radium. — P. 1289.

Les rayons du radium, comme les rayons Röntgen, agissent énergiquement sur la peau. Il se produit des altérations avec plaies dont l'évolution change avec l'intensité des rayons actifs et la durée de l'action excitatrice. M. Curie, s'étant soumis à l'action du chlorure de baryum radifère, a vu la plaie se prolonger pendant deux mois. Les extrémités des doigts qui ont tenu des tubes ou capsules renfermant des corps très actifs deviennent dures et parfois très douloureuses : l'inflammation est suivie par la chute de la peau ; mais la sensibilité douloureuse dure plus longtemps.

EUGÈNE BLOCH. — Action des rayons du radium sur le sélénium. — P. 914.

Un fil de sélénium, préparé suivant la technique indiquée par Siemens en 1876, présentait une résistance de 30 100 ohms ; soumis dans l'obscurité à l'action du carbonate de baryum radifère, sa résistance est tombée à 29 000 ohms en dix minutes. Si on supprime l'action du corps radioactif, il faut attendre pendant deux heures avant que la résistance reprenne sa valeur initiale.

ALEXANDRE HÉBERT et GEORGES REYNAUD. — Sur l'absorption spécifique des rayons X par les sels métalliques. — P. 408.

Pour comparer les différents sels métalliques au point de vue de leur absorption spécifique pour les rayons X, les auteurs ont imaginé un appareil analogue au colorimètre de Duboscq ; les cuves terminées par deux disques de carton recouverts de gutta, transparents pour les rayons X, recevaient directement les radiations du tube de Crookes. Dans le cas des nitrates, l'absorption des rayons X est d'autant plus forte que le poids atomique du métal est plus élevé. En général, dans un sel, c'est l'élément radical ou métal dont le poids atomique est le plus élevé qui imprime au composé ses propriétés absorbantes.

J. SEMENOW. — De l'action des rayons X sur les conducteurs et sur les isolants — P. 1320.

Les conducteurs d'électricité se déchargent sous l'influence des rayons X; cette décharge serait due à l'ionisation de l'air traversé par les rayons X. M. Lemman ayant reconnu que les conducteurs chargés d'électricité positive se déchargent complètement sous l'influence des rayons cathodiques, tandis que la perte de la charge négative a une limite qui monte avec le degré de vide, M. Semenow pense que l'ionisation du gaz par les rayons sortant du tube de Crookes n'est pas la cause unique de la décharge des conducteurs. Cela résulte en effet de ses expériences. Il a observé, de plus, que le verre se polarise sous l'influence des rayons X.

E. MARCHIS. — Sur le diagramme entropique. — P. 671.

M. Marchis démontre que l'application du principe de Carnot-Clausius, sous la forme du diagramme entropique, à la représentation des quantités de chaleur dégagées ou absorbées par le fluide évoluant dans une machine à vapeur, n'est pas légitime.

P. DUHEM. — Sur les chaleurs spécifiques des fluides dont les éléments sont soumis à leurs actions mutuelles. — P. 292.

Les conséquences que l'auteur énonce à la suite de sa note sont les suivantes : 1° en tout point d'un fluide en équilibre stable, la chaleur spécifique sous pression constante est supérieure à la chaleur spéci-

fique à densité constante; 2° toutes les lois que l'on démontre pour un fluide soumis à une pression normale et uniforme s'étendent à un fluide dont les éléments exercent les uns sur les autres des actions quelconques, newtoniennes ou non.

A. PONSOT. — Actions chimiques dans les systèmes dissous ou gazeux. Tension de vapeur. — Hypothèse d'Avogadro. — P. 1551.

L'auteur, qui a montré dans de précédentes publications que les actions chimiques qui se produisent entre deux systèmes de corps sont limitées, quelle que soit la grandeur de la dilution ou raréfaction, aborde le cas où intervient un dissolvant ne prenant pas part à la réaction chimique, et arrive à cette conclusion: la formation réelle ou virtuelle du système qui tend à exister seul à une dilution infinie et qui décroît quand on enlève du dissolvant, diminue la tension de vapeur de ce dissolvant; celle du système antagoniste accroît cette tension de vapeur.

A. PONSOT. — Chaleur spécifique d'un mélange gazeux de corps en équilibre chimique. — P. 759.

Voici la conclusion de l'auteur : le système dont la formation accroît le volume du mélange, et qui déplace l'autre quand le volume croît, est aussi celui qui tend à composer seul le mélange gazeux lorsque la température croît au-delà de toute limite, que la pression reste constante ou que le volume soit invariable. Sa formation accroît la chaleur spécifique du mélange, et l'accroissement est plus grand sous pression constante que sous volume constant.

A. PONSOT. — Lois de Gay-Lussac et dissociation des composés gazeux. — P. 1401.

En partant de considérations relatives au phénomène de dissociation, M. Ponsot démontre que les lois de Gay-Lussac sont approchées, si faible que soit la pression, tandis qu'on admet généralement que ces lois deviennent rigoureuses dans les conditions de raréfaction extrême.

R. DONGIER.

Louis BELL. — On the discrepancy between grating and interference measurement (Sur les différences entre les mesures à l'aide des réseaux ou des interférences). — *Astroph. Journ.*, p. 157-172; avril 1902.

La comparaison entre les résultats de Rowland et ceux de Michelson est difficile, car ces physiciens n'ont pas fait de mesures absolues pour les mêmes radiations, et ils ont opéré à des températures différentes. En réduisant les longueurs d'onde des raies-types de Rowland à 15° C. et 760 millimètres, on trouve, pour la longueur d'onde de D, d'après les mesures de Rowland (réseaux), 5896,13; d'après celles de Michelson (interférences), 5895,94 ; d'où une différence de 0,19 unités d'Angström.

La discussion des résultats de Michelson et de Pérot et Fabry conduira l'auteur à admettre que leurs mesures ne doivent pas être en erreur de plus de 1 ou 2 centièmes de U. A. Il est loin d'en être de même pour les mesures absolues faites avec les réseaux. Si, en effet, les déterminations angulaires sont très exactes, la distance entre les raies terminales est difficile à évaluer et les irrégularités du tracé rendent les mesures absolues bien peu précises. Les erreurs périodiques provenant de l'excentricité de la tête de vis troublent peu la définition, si la largeur de la surface rayée est formée d'un nombre entier de périodes. Une erreur plus importante est l'erreur linéaire provenant d'un changement de température; sa valeur peut atteindre $0^{\mu},45$ sur une longueur de 10 centimètres. Elle affecte rarement la surface réglée tout entière, et donne naissance à des raies fausses que l'on peut éliminer en recouvrant une partie du réseau. Les erreurs les plus graves sont celles qui se présentent irrégulièrement et qui ne peuvent que très difficilement être mises en évidence. Elles sont produites par une rayure sur la vis, par un grain de poussière sur l'écrou, etc. Certains groupes de lignes ont alors un espacement anormal et l'erreur peut atteindre $2^{\mu},5$ sur un intervalle moindre que 100 traits. C'est à cette cause que sont dues sans doute les grandes différences ($0^{\mu},02$) entre les diverses déterminations absolues avec les réseaux.

Aussi l'auteur conclut-il que les réseaux ne peuvent servir pour les mesures absolues ; pour les mesures relatives, au contraire, ils sont équivalents aux appareils interférentiels, et ils donnent une définition meilleure.

J. BAILLAUD.

TABLE DES MATIÈRES (*suite*).

NOVEMBRE 1902.

TABLE DES MATIÈRES.

NOVEMBRE 1902.

(*Voir* la suite à la page 3.)

Tours. — Imprimerie Deslis Frères.

Le Gérant : J. Deslis.

JOURNAL
DE PHYSIQUE
THÉORIQUE ET APPLIQUÉE,

FONDÉ

PAR J.-CH. D'ALMEIDA

ET PUBLIÉ PAR

MM. E. BOUTY, G. LIPPMANN, E. MASCART, A. POTIER,

ET

M. B. BRUNHES, adjoint à la rédaction,

AVEC LA COLLABORATION

D'UN GRAND NOMBRE DE PROFESSEURS ET DE PHYSICIENS.

QUATRIÈME SÉRIE.

TOME I. — DÉCEMBRE 1902.

PARIS,

AU BUREAU DU JOURNAL DE PHYSIQUE,

11, RUE RATAUD (5e).

Toutes les réclamations doivent être adressées à M. Sandoz, rue Rataud, 11, à Paris, 5e

Par application de la loi du 7 avril 1879, tous les bureaux de poste de France, d'Algérie, de Belgique, de Danemarck, de Hollande, d'Italie, de Norvège, de Portugal, de Suède et de Suisse sont autorisés à recevoir les abonnements. Nos lecteurs n'ont qu'à verser la somme de 17 francs pour la France ou 18 francs pour les pays ci-dessus désignés, au nom de M. Sandoz, *Secrétaire du Journal*, rue Rataud, n° 11, à Paris, 5e. Ils n'ont ni lettre

Le *Journal de Physique théorique et appliquée* paraît chaque mois et forme par an un volume grand in-8° de 40 à 50 feuilles, avec figures dans le texte. La première série 1872-1881 se vend 200 francs (rare). Les vingt derniers volumes, 1882-1901, se vendent séparément.... 15 fr.

Les abonnements sont annuels et partent de janvier.

Prix pour un an (12 numéros):

France.. 17 fr.
Etranger.. 18 fr.

On s'abonne dans tous les bureaux de poste, au nom de M. Sandoz, rue Rataud, 11. Paris, 5e.

Tout ce qui concerne la rédaction doit être adressé à M. Bouty, rue du Val-de-Grâce, 9. Paris, 5e.

Tout ce qui concerne l'administration doit être adressé à M. Sandoz, rue Rataud, 11. Paris, 5e.

La table générale des trois séries (1872-1901) vient de paraître. Elle est mise en vente au prix de 10 francs, ou, expédiée par la poste, 10 fr. 90.

AVIS

Désireuse de publier le plus promptement possible des Analyses des Travaux étrangers, la Rédaction prie MM. les Auteurs de vouloir bien lui envoyer désormais deux exemplaires de leurs nouveaux Mémoires.

ÉTAT ACTUEL DE LA QUESTION DE LA CONVECTION ÉLECTRIQUE;

Par M. V. CRÉMIEU.

La question de l'existence de l'effet magnétique de la convection électrique semble loin d'être définitivement résolue par l'expérience.

Les expériences que j'ai faites à Paris, depuis la publication de ma thèse, confirment les résultats négatifs de mes expériences antérieures.

En revanche, des expériences faites à l'étranger par différents savants ont donné des résultats positifs.

Mais il y a quelque chose de plus. Au cours de mes recherches les plus récentes, j'ai, en effet, rencontré deux faits nouveaux qui me paraissent exiger une revision complète de la question.

En premier lieu, j'ai constaté des anomalies de la charge électrostatique que prennent des conducteurs isolés sur des diélectriques solides. Ces anomalies peuvent avoir entaché d'erreur les calculs du débit réalisé par convection dans les expériences anciennes.

En second lieu, j'ai trouvé qu'en dehors de l'effet hypothétique de la convection des charges, un système magnéto-astatique ou une bobine induite, contenus dans un écran électrique fermé, peuvent, dans des conditions que je précise ci-après, être soumis à des actions magnétiques particulières, capables de dévier fortement l'aiguille aimantée et même de la démagnétiser.

Le problème expérimental, déjà hérissé de difficultés sans nombre, se trouve donc encore compliqué.

Il faut d'abord étudier de plus près les deux faits nouveaux observés et en trouver les lois. Leur étude s'annonce comme longue et difficile.

Il ne semblera donc pas inutile, pour mettre la question au point, de résumer l'état actuel des problèmes posés, en en dégageant les données fondamentales et les points délicats.

Voici d'abord un tableau historique des recherches relatives à la question. Pour abréger, je désignerai par effet direct l'effet magnétique de la convection électrique, et par effet d'induction, ses effets d'induction magnétique.

1. En 1876. Première expérience de Rowland [1], à Berlin, sur l'effet direct. Résultats positifs.
2. 1884. Expérience de Lecher [2] sur l'effet direct. Résultats négatifs.
3. 1889. Expérience d'Himsted [3] sur l'effet direct. Résultats positifs.
4. » Expérience de Rowland et Hutchinson [4] sur l'effet direct. Résultats positifs.
5. 1900. Expérience de Crémieu [5] sur l'effet d'induction. Résultats négatifs.
6. 1901. Répétition par Crémieu [6] des expériences de Rowland. Résultats négatifs, avec effets secondaires.
7. » Objections sur le rôle des écrans, faites par M. Potier [7], M. Pocklington [8] et M. Wilson [9].
8. » Expériences de Crémieu [10] sur l'effet direct, destinées à répondre à ces objections. Résultats négatifs avec effets secondaires.
9. » Expériences de Crémieu [11] sur les courants ouverts. Résultats négatifs pour l'effet direct.
10. » Expérience de Eichenwal [12] sur l'effet direct. Résultats positifs.
11. » Expérience de Pender [13] sur l'effet d'induction. Résultats positifs.
12. » Expérience d'Adams [14] sur l'effet direct. Résultats positifs.
13. 1902. Étude par Levi Civita [15] de la question théorique de l'effet direct et de l'effet d'induction.
14. » Réfutation par MM. Potier et Poincaré [16] de l'objection relative au rôle des écrans (n° 7).
15. » Expérience de Crémieu [17] sur l'effet direct. Découverte de deux faits nouveaux.

Avant d'entreprendre une critique résumée de cet ensemble d'expériences, une remarque de fait nous permettra d'éliminer *a priori* un certain nombre d'entre elles.

---

(1) *American Journal of Sciences*, vol. XV, p. 30; 1878.
(2) *Repertorium der Physik*, t. XX, p. 151; 1884.
(3) *Wied. Ann.*, t. XXXVIII, p. 560.
(4) *Phil. Mag.*, t. XXVII, p. 445.
(5) et (6) Thèse de Paris, 1901.
(7) *Eclairage électrique*, t. XXV, p. 352; 1900.
(8) *Phil. Mag.*, 6e série, t. I, p. 325; 1901.
(9) *Phil. Mag.*, 6e série, t. II, p. 144; 1901.
(10) et (11) Thèse, *loc. cit.*
(12) *Phys. Zeits.*, 2e année, p. 705.
(13) *Phil. Mag.*, 6e série, t. II, p. 179; 1901.
(14) *Phil. Mag.*, 6e série, t. II, p. 285; 1901.
(15) *Ann. de la Faculté des Sciences de Toulouse*, année 1901.
(16) *Eclairage électrique*, t. XXXI, p. 83; 1902.
(17) *C. R.*, t. CXXXV, p. 27; 1902.

Nos	Expérimentateurs.	Débit en C. G. S. électromagnétiques.	Ordre de grandeur du champ magnétique en C. G. S.	Déviations moyennes calculées à 2 mètres	Déviation obtenue.	Observations.
1	Rowland. Effet direct.	10^{-6} calculé.	10^{-6}	8	8	Résultats longtemps discordants. Concordent à la fin seulement.
4	» »	2×10^{-6} calculé.	10^{-7}	6	6	Même observation.
5	Crémieu. Effet d'induction.	4×10^{-5} calculé.		20	2 à 3 millim.	Résultats négatifs dès le début. Sens des déviations obtenues sans accord avec celui attendu.
6	» Effet direct.	4×10^{-5} calculé.	4×10^{-5}	35	6 à 14	Résultats constamment les mêmes. Effets obtenus mal expliqués.
8	» »	» »	»	»	Rien de net.	Découverte d'effets électrostatiques. Impulsions magnétiques bizarres, mal expliquées.
9	» Courants ouverts.	2×10^{-5} mesuré.	2×10^{-5}	8	Nulles.	Expériences très nettes. Effets constamment nuls.
11	Pender. Effet d'induction.	5×10^{-6} calculé.		55	55	Expériences d'abord peu nettes. Très nettes dans de nombreuses séries de la fin.
12	Adams. Effet direct.	2×10^{-6} calculé.	2×10^{-6}		-6 à $+19$	Expériences douteuses. Sens des déviations souvent en désaccord.
15	Crémieu. Effet direct.	2×10^{-6} mesuré	2×10^{-6}			Aucun rapport entre les débits mesurés, le sens et la grandeur des déviations obtenues. Découverte des effets nouveaux.

Une expérience de convection consiste à entraîner, sur un conducteur animé d'un mouvement rapide, une charge électrostatique aussi grande que possible, et à voir si elle produit des effets sur un système magnétique placé au voisinage.

Pour pouvoir attribuer aux résultats obtenus leur valeur réelle, il faut, d'une part, connaître la valeur des charges entraînées, et, d'autre part, la sensibilité des appareils de mesure. Il faut, de plus, que le champ magnétique attendu de la convection réalisée soit assez grand pour être mesuré.

Or M. Lecher n'a pas publié les constantes de ses expériences, et nous ignorons les débits qu'il réalisait, aussi bien que la sensibilité de ses systèmes astatiques. Il en est de même pour M. Himstedt. Nous n'avons donc pas à nous occuper des numéros 2 et 3.

D'autre part, M. Eichenwald a réalisé des débits calculés de l'ordre de 10^{-6} ampères, correspondant à des champs magnétiques de l'ordre de 10^{-7} C. G. S. L'expérience apprend que de pareils champs échappent encore à nos procédés d'investigation les plus sensibles. Nous éliminerons donc encore le numéro 10.

Pour nous faire une idée de la valeur relative des autres résultats, nous avons fait, dans le tableau de la page 755, un résumé des données quantitatives de chaque expérience.

Il ne semble pas qu'on puisse tirer une conclusion définitive de cet ensemble. A première vue, les résultats des deux espèces se balancent à peu près; les séries 1 et 4 positives compensent les négatives 6 et 8, pour l'effet direct; et les résultats positifs 11 compensent les négatifs 5, pour l'effet d'induction.

Il serait sans doute illusoire d'essayer d'attribuer un poids aux diverses séries. Si, dans cet ordre d'idées, l'accord quantitatif du champ magnétique, calculé et observé, semble donner un grand poids à certaines expériences, il suffit, pour en mettre en doute la conclusion, que toutes les circonstances n'en aient pas été assez précisées pour qu'on puisse les reproduire avec certitude.

Quand on étudie les mémoires originaux, on est frappé par le fait suivant : tous les expérimentateurs qui ont obtenu des effets positifs s'accordant comme grandeur avec les effets calculés ont observé d'abord des effets qualitatifs présentant des divergences considérables avec les mêmes calculs. Ce n'est qu'après de longs efforts qu'ils sont arrivés à la concordance désirée. Ils ont alors, sans plus rien changer aux conditions de leurs expériences, effectué un assez

grand nombre de séries sur les moyennes desquelles ils appuient leurs conclusions.

Parmi les expériences à résultats négatifs que j'ai faites, il y en a eu plusieurs qui ont donné, à certains moments, des résultats qualitativement et quantitativement positifs. Mais ces résultats ne se reproduisaient pas dès qu'on faisait varier certaines conditions expérimentales.

Par exemple, des déviations magnétiques d'accord avec les effets calculés étaient observées au niveau d'un certain rayon du disque tournant. La loi de variation de ces déviations avec le rayon étant connue, on constatait que le système magnétique déplacé le long d'un rayon n'obéissait en aucune façon à cette loi.

Ou encore, dans d'autres expériences, des déviations concordantes, étant obtenues pour une certaine vitesse de rotation du disque, auraient dû rester proportionnelles à cette vitesse. Or on constatait qu'elles en étaient entièrement indépendantes, et restaient constantes quand la vitesse variait du simple au triple.

Il est donc permis de se demander ce que seraient devenus les effets observés par Rowland, M. Pender et M. Adams s'ils avaient fait des vérifications analogues. Du reste, leurs appareils n'étaient pas disposés de manière à les leur permettre, du moins en ce qui concerne la loi de variation du champ magnétique le long du rayon des disques tournants.

Ajoutons à cela que les mêmes expérimentateurs ont, le plus souvent (séries 1, 4, 12), observé, au début, des résultats assez divergents pour des causes très incomplètement expliquées, et qu'il conviendrait de tirer définitivement au clair.

Il est donc à souhaiter que des expériences positives et négatives soient répétées contradictoirement par leurs auteurs. Si l'on ne parvenait ainsi à trancher le différend, les conditions générales du problème se trouveraient du moins singulièrement précisées.

CONDITIONS FONDAMENTALES D'UNE EXPÉRIENCE DE CONVECTION CORRECTE.

Nous allons essayer d'étudier les conditions théoriques d'une expérience de convection électrique parfaitement correcte. La discussion de ces conditions nous amènera à résumer les critiques auxquelles les

expériences faites ont donné lieu, et, en même temps, à préciser les questions délicates qui se posent pour les expériences à venir.

Par définition, *la convection électrique est le transport d'une charge électrostatique par son support pondérable.* L'espace traversé par ce support sera balayé par les lignes de force dues à sa charge.

Dans les idées actuelles, ce balayage donnera naissance à un champ magnétique, qui, en chaque point, sera perpendiculaire à la force électrique et proportionnel à la variation de cette force, par conséquent à la quantité d'électricité qui traversera, par seconde, un plan perpendiculaire à la trajectoire de la convection et passant par le point considéré.

Mais nous savons qu'une charge électrique n'existe jamais seule. Il y a toujours quelque part une charge égale et de sens contraire.

Si on produit la convection d'une charge, il est à craindre qu'on ne produise en même temps la convection de la charge inverse ; et cette seconde convection aurait des effets magnétiques de sens contraire à ceux de la première.

D'autre part, on sait combien il est difficile de conserver sur un corps quelconque l'intégralité d'une charge électrostatique; quelles que soient les précautions prises, il y a toujours ce qu'on appelle des « pertes ».

Bien que les phénomènes qui accompagnent ces pertes soient encore mal connus, les théories actuelles semblent exiger que ces pertes s'accompagnent de la production d'un champ magnétique.

Il y a donc nécessité absolue à limiter les pertes, et surtout à en connaître la valeur, pour pouvoir affirmer que le champ magnétique qui en résulte est négligeable par rapport à celui que l'on attend de la convection électrique.

On peut donc ramener les conditions fondamentales d'une expérience de convection correcte aux trois suivantes :

1° *Il faut avoir la certitude qu'on entraine une charge;*

2° *Que cette charge seule peut agir sur les appareils destinés à déceler les effets magnétiques attribués à sa convection ;*

3° *Que, pendant le transport, la charge n'a subi que des pertes limitées à une faible fraction de sa valeur absolue.*

DISCUSSION DES CONDITIONS PRÉCÉDENTES.

1° *Entrainement de la charge.* — Pour pouvoir communiquer aux supports mobiles de l'électricité statique une charge appréciable, on les a entourés, dans la plupart des expériences, d'armatures conductrices fixes reliées au sol, de manière à augmenter la capacité de ces supports.

D'ailleurs, par la force des choses, ces supports sont toujours de révolution. Il faut alors distinguer plusieurs cas.

En premier lieu, le support mobile, qui est toujours isolé de l'axe, peut être un disque uniformément conducteur, et se mouvoir dans son propre plan. C'est le cas de nombreuses séries faites par Rowland, Rowland et Hutchinson, Pender et Crémieu. Les charges sont distribuées à la surface du disque mobile et de ses armatures fixes. Le disque entraîne-t-il sa charge avec lui ?

S'il l'entraîne, la charge inverse, induite sur les armatures, suivra-t-elle le mouvement de la charge inductrice ?

On sait que la couche d'air immédiatement voisine d'un solide lui est complètement adhérente et se déplace avec lui. Dans les conceptions de la théorie des fluides électriques, ces fluides se trouvent collés à la surface même des conducteurs chargés ; dans cette théorie, par conséquent, on sera porté à affirmer que le disque mobile entraîne sa charge, puisqu'il entraîne la couche d'air qui le touche, tandis que la charge des armatures fixes reste immobile avec la couche d'air qui couvre ces armatures.

Mais, dans les idées de Faraday, idées directrices de toutes les théories actuelles, l'existence des deux charges inverses du disque et de ses armatures correspond à un état de contrainte du milieu diélectrique, caractérisé, à l'état statique, par des lignes de force inséparablement liées à ces charges, partant normalement d'un conducteur pour aboutir normalement à l'autre. Comment le mouvement du conducteur mobile fait-il varier l'état de contrainte du milieu, et que deviennent les lignes de force ? On peut dire que ce problème n'a pas été traité, et il y a là une question à laquelle il semble impossible de répondre *a priori*.

Il est bon d'ajouter que les expériences faites dans ces conditions, pour chacune des séries 1, 4 et 11 (p. 754), ont donné des résultats

positifs pour l'effet magnétique, tandis qu'ils étaient négatifs pour les expériences analogues des séries 5.

Pour tourner expérimentalement cette première difficulté, plusieurs artifices ont été employés.

En premier lieu, on a divisé la couche dorée qui recouvrait les disques tournants diélectriques, par des traits radiaux, en laissant cependant les différents secteurs, ainsi tracés, reliés entre eux par une couronne circulaire étroite. Les armatures fixes étaient disposées de la même manière.

Rowland et Pender, qui ont fait cette modification, ont observé qu'elle ne changeait en rien leurs résultats relatifs à l'effet magnétique, qui ne s'en trouvait pas altéré. Ils ont conclu que cet effet magnétique n'était pas dû à des courants de conduction produits dans les disques mobiles ou leurs armatures, et que, par conséquent, il était dû à la convection elle-même. Nous verrons, par la suite, que cet argument n'est pas sans réplique.

Un second procédé consiste à diviser la dorure en secteurs entièrement isolés les uns des autres, se chargeant séparément en un point de leur course, et, d'autre part, à constituer les armatures fixes par des secteurs isolés aussi les uns des autres, et séparément reliés au sol par des fils disposés de façon que les courants qui peuvent y circuler ne puissent pas agir sur les appareils de mesures magnétiques.

Une partie des expériences des séries 5, 6 et 8 ont été faites dans ces conditions et ont donné des résultats négatifs en ce qui concerne l'existence de l'effet magnétique.

Dans ces différents cas, il est bon de signaler qu'on *admettait a priori*, au moment des expériences, que la charge du disque était seule entraînée, et par conséquent agissait seule sur les appareils de mesure.

On connaît les articles publiés successivement sur ce sujet par MM. Pocklington, Potier, Wilson, Levi Civita, et la correspondance de MM. Potier et Poincaré, dont la publication semble avoir terminé le débat.

Les conclusions sont que la présence d'armatures fixes, disposées suivant les différentes façons énumérées, et interposées entre les disques mobiles et les appareils de mesure, ne peut pas suffire à supprimer sur ces appareils les effets magnétiques de la convection, s'ils existent.

Il est du reste assez remarquable que les objections, qui s'étaient produites très nombreuses pour expliquer des résultats négatifs autrement que par la non-existence des effets magnétiques de la convection, s'appliquaient avec autant de force aux expériences à résultats positifs, et que, si ces objections avaient été fondées, ces résultats positifs se seraient trouvés du même coup suspects.

Un troisième procédé, employé par M. Adams (série n° 12), demeure en dehors de ces discussions. Cet expérimentateur s'est servi de deux séries de seize sphères métalliques, chacune montée sur des tiges métalliques disposées radialement autour de deux noyaux d'ébonite tournant autour du même axe. Les centres de ces sphères se trouvaient ainsi dans deux plans verticaux parallèles entre eux et, d'ailleurs, les sphères étaient deux à deux en regard. Chacune des séries de sphères était reliée, d'une façon permanente, à l'un des pôles d'une pile de charge à 18.000 volts. Les deux séries de sphères étaient entraînées dans un même mouvement de rotation.

Le système astatique, destiné à la mesure des effets magnétiques, était placé dans le plan de l'une des séries de sphères, au voisinage immédiat de l'extrémité supérieure du diamètre vertical de la circonférence décrite par elles dans leur mouvement.

Ici il paraît bien certain que les sphères entraînaient leurs charges; d'ailleurs ces charges, presque complètement concentrées entre les calottes en regard des deux séries de sphères, ne pouvaient pas donner lieu à des entraînements de charges secondaires appréciables, sur les parois fixes de la boîte où le système était enfermé.

En moyenne, les résultats ont été positifs, c'est-à-dire en faveur de l'existence de l'effet magnétique. Toutefois ils ont été assez irréguliers; les divergences, nombreuses et graves, n'ont pas été expliquées, et l'auteur déclare lui-même que ses conclusions ne constituent qu'une grossière (*rough*) approximation.

Un quatrième procédé consiste à séparer la dorure des disques mobiles en secteurs isolés les uns des autres et à supprimer toute armature fixe; ou encore à employer un support mobile analogue à l'une des séries de sphères de M. Adams, en supprimant aussi toute armature fixe.

Seulement, pour pouvoir communiquer à ces secteurs ou conducteurs des charges suffisantes, il faut employer des artifices assez

compliqués, et, d'autre part, les pertes par l'air deviennent beaucoup plus considérables. On est alors amené à diminuer les débits.

Les séries 9 et 15 ont été faites dans ces conditions. Les charges entraînées étaient directement mesurées.

La série 9 est une de celles dont les résultats ont été les plus franchement négatifs en ce qui concerne l'existence de l'effet magnétique. Il n'y a pas eu d'effets secondaires, et les seules anomalies ont porté sur la divergence entre les débits observés et ceux que le calcul, basé sur la capacité géométrique des secteurs mobiles, faisait prévoir.

Quant aux résultats de la série 15, les conclusions qu'on en peut tirer pour l'effet magnétique sont assez incertaines. Elles permettent seulement d'affirmer que les expériences de convection se compliquent de phénomènes qui, pour le moment, nous échappent à peu près complètement.

En résumé, on voit que, malgré des essais très variés, la question de l'entraînement de la charge ne peut être considérée comme close.

La série 15, qui, *a priori*, semblait échapper à toute objection, a amené l'observation d'anomalies qui semblent dues à des pénétrations très importantes de charges dans les diélectriques qui isolent les conducteurs mobiles. Ces charges sont entraînées, elles aussi, plus sûrement même que celles portées par les conducteurs, amenant dans l'expérience les perturbations les plus graves. Avant tout, il paraît donc nécessaire d'élucider complètement ces phénomènes de pénétration.

2° *Actions secondaires pouvant agir sur les appareils de mesure.* — On se trouve dans la nécessité de soustraire les appareils de mesure aux effets électrostatiques des charges considérables des corps mobiles, en enfermant ces appareils dans des écrans électriques reliés au sol. Il est permis d'affirmer que ces écrans électriques ne peuvent troubler l'effet magnétique attendu de la convection.

D'autre part, avant les résultats de la série 15, on était autorisé à croire que les mêmes écrans suffisaient à arrêter tous les effets autres que ceux d'un champ magnétique continu ou de ses variations de fréquence faible par rapport à la période d'oscillation des appareils de mesure.

C'est dans ces idées que tous les expérimentateurs ont monté leurs appareils, et, lorsqu'ils ont obtenu, dès l'abord, des effets ana-

logues à ceux qu'ils attendaient de la convection, mais trop grands ou trop petits, ils les ont attribués à des conductions parasites, qu'ils se sont efforcés de faire disparaître. La lecture de l'un quelconque des mémoires publiés sur la convection est tout à fait convaincante à cet égard.

De même, lorsque j'ai obtenu, au milieu de résultats négatifs, des effets nettement magnétiques, qualitatifs et quelquefois même de grandeur concordante avec le calcul (je n'ai pas à parler ici des cas où les effets observés ont pu être attribués à des causes électrostatiques), j'en ai toujours attribué la cause à des conductions parasites.

A plusieurs reprises, des déviations ou des impulsions avaient en effet pour cause soit des pertes par conduction métallique, soit des aigrettes.

Mais, dans certains cas, il n'y avait aucune conduction de ce genre, et j'obtenais cependant des déviations magnétiques, il est vrai, toutes différentes de celles attendues de la convection. Je les ai attribuées à des conductions survenues dans les armatures fixes. Mais l'explication est tout à fait insuffisante.

Les caractéristiques de ces déviations étaient les suivantes [1] :

1° Elles se produisaient lorsque des armatures fixes formées de plateaux diélectriques recouverts de papier d'étain étaient interposées entre le disque mobile et les systèmes astatiques enfermés dans leur écran protecteur;

2° Bien qu'assez irrégulières, elles semblaient pourtant dépendre de la position relative de l'écran des systèmes astatiques et des secteurs d'étain collés sur des plateaux fixes;

3° Elles disparaissaient complètement dès qu'on mettait, entre cet écran et les armatures fixes, une lame conductrice large reliée au sol.

On verra plus loin que ces caractères les rapprochent assez nettement des déviations obtenues au voisinage de nœuds d'oscillations électriques.

Les unes et les autres sont, d'ailleurs, inexplicables pour le moment; tout ce qu'on peut en dire, c'est qu'elles n'obéissent pas du tout aux lois que devraient suivre les effets magnétiques de la convection électrique.

Mais la série 15 a mis au jour un fait nouveau qui, une fois bien

(1) Voir Crémieu, Thèse de Paris, p. 102 et suiv.

élucidé, permettra peut-être de faire la lumière sur ces points obscurs.

Voici en quoi consiste ce phénomène :

Imaginons une lame métallique L, reliée à l'extrémité d'un conducteur C sans self-induction et de faible résistance, dont l'autre extrémité est au sol. Plaçons au-dessus de la lame L, supposée horizontale, un système astatique enfermé dans un écran électrique. Si nous venons alors à décharger un condensateur en un point du conducteur C intermédiaire entre L et le sol, le système magnétique placé au-dessus de L recevra une violente impulsion, suivie d'un changement de zéro très notable qui dénote une véritable démagnétisation des aiguilles aimantées.

Avec des systèmes très sensibles, les impulsions ont provoqué plusieurs tours complets, et le zéro a varié de 180°.

Si la lame L est placée verticalement, en avant ou en arrière du système astatique, celui-ci reçoit des impulsions d'un caractère différent. Le système astatique se comporte comme s'il recevait un choc latéral ; on ne constate d'ailleurs pas de changement de zéro dans ce second cas.

Si l'on décharge le condensateur sur la ligne C à travers une forte résistance liquide, tous ces phénomènes disparaissent. Ils disparaissent encore si l'on interpose un très large écran électrique, relié au sol, entre la lame et l'écran électrique qui contient le système astatique. Au contraire, un écran de faibles dimensions par rapport à L, et relié au sol, ou un large écran isolé, sont sans action appréciable.

Enfin, si l'on relie la lame L à un deuxième fil dont l'autre extrémité soit isolée et loin de L, le système astatique ne reçoit plus aucune impulsion. Ce dernier fait semble bien démontrer que la lame L doit se trouver à un nœud de vibration pour produire les effets décrits.

Il semble donc bien que ces phénomènes présentent un caractère hertzien. Mais leur action sur des aimants permanents, protégés par un écran électrique fermé, paraît, pour le moment, bien difficile à expliquer.

Il semble cependant qu'on puisse déjà en tirer une conclusion relative aux expériences de convection électrique.

Dans toutes ces expériences, on charge et décharge brusquement des corps en mouvement ; ces mouvements eux-mêmes s'ac-

compagnent de variations assez brusques dans la distribution électrique. Il est vraisemblable que ces variations et ces décharges donnent lieu à des phénomènes de l'ordre de celui que je viens de décrire, et ceux-ci pourront agir sur les systèmes magnétiques ou les bobines induites placées au voisinage, même à l'intérieur d'écrans électriques.

En résumé, il est impossible de dire quel rôle des phénomènes de ce genre ont pu jouer dans les expériences de convection antérieures à celles-ci.

3° *Pertes subies par la charge pendant sa convection.* — On sait toute l'importance que ces pertes peuvent avoir et combien il est nécessaire de les éviter.

Dans beaucoup de séries, on s'est borné à vérifier électroscopiquement ou électrométriquement que l'isolement des supports mobiles était suffisant.

Il y aurait beaucoup à dire sur la valeur des différentes vérifications effectuées. Mais cette discussion est rendue inutile par suite de la mise au jour des anomalies de charge présentées par des conducteurs isolés sur des diélectriques solides, anomalies que je vais rapidement décrire.

Une fois qu'on s'était assuré d'un isolement aussi parfait que possible des appareils, il était évident que la meilleure vérification à faire au sujet des pertes consistait à les mesurer.

C'est pour cela, et aussi pour répondre à une objection de M. Pender, que j'avais entrepris les expériences de la série n° 15.

Dans ces expériences, des secteurs de micanite mobiles, dorés sur les deux faces, se chargeaient par influence entre deux secteurs fixes, et l'on pouvait mesurer la charge prise, puis abandonnée par eux. En faisant des séries de mesures, quand on charge les secteurs fixes successivement dans le sens positif et négatif, on a observé que les débits mesurés sont constamment plus forts quand les secteurs mobiles sont chargés positivement que lorsque leur charge est négative.

Dans certaines séries, les secteurs de micanite étaient entièrement dorés ; ils étaient isolés les uns des autres par l'air et le disque d'ébonite sur lequel ils sont fixés. La dissymétrie entre les débits des deux signes atteint alors 25 à 30 0/0 en faveur des charges positives.

Dans d'autres séries, les secteurs de micanite étaient dorés sur

5 centimètres de large ; l'isolement était dû à la micanite même, à l'ébonite et à l'air. La dissymétrie était alors de 75 à 100 0/0 en faveur des charges positives.

Enfin, dans certaines conditions, qui n'ont pu être encore exactement précisées, la dorure, après avoir été chargée positivement pendant un certain temps, refuse complètement de se charger négativement; les débits négatifs deviennent nuls.

Ces phénomènes, qui paraissent dus à la pénétration des charges, se produisent dès les premières mesures effectuées même avec des diélectriques neufs. Ils paraissent ne se produire qu'à partir de certains voltages, 4.000 volts pour la micanite, beaucoup plus pour l'ébonite.

Lorsqu'on fait des séries de mesures en élevant graduellement le potentiel de charge, les dissymétries sont toujours en faveur des charges positives; mais, si l'on vient à diminuer ensuite les potentiels, on constate que les dissymétries sont en faveur des charges négatives et du même ordre de grandeur.

L'étude de ces faits est rendue extrêmement difficile, parce que les phénomènes dépendent en partie de l'état initial des diélectriques, qu'il est impossible de connaître.

Les chiffres suivants, pris dans une série assez longue, donneront une idée plus exacte de ces phénomènes. La vitesse de rotation est la même pour toutes les mesures ci-dessous. Le disque portait des secteurs entièrement dorés, n'ayant pas servi depuis quarante-huit heures. Enfin, les mesures successives ont été faites à des intervalles de cinq minutes environ.

Nos des lectures	Voltage des inducteurs fixes	Déviation du galvanomètre de mesure		Dissymétrie
		Charge positive	Charge négative	
1	8000	+ 72 mm.	— 72 mm.	0
2	»	+ 87	— 47	40 mm. pour la charge +
3	»	+ 87	— 50	37 » »
4	»	+ 84	— 66	18 » »
...	...	....	....	....
8	»	+ 81	— 63	18 » »
...	...	....	....	....
12	6000	+ 39	— 52	13 pour la charge —
13	4000	+ 19	— 39	20 » »
14	2000	0	— 23	23 » »
...	...	....	....	....

Il faut ajouter que, dans les séries croissantes ou décroissantes, on

observe toujours le fait suivant : on peut calculer assez exactement d'après la capacité géométrique des secteurs mobiles dorés placés entre les secteurs inducteurs fixes, et d'après la vitesse de rotation du disque, le débit qu'on doit avoir pour chaque voltage. Or on constate que les débits mesurés concordent à peu près avec ceux calculés à partir de 2.000 volts jusque vers 4.000. Au delà, les débits observés deviennent 1,5 à 3 fois plus considérables que ceux calculés suivant qu'on a comme isolant de l'ébonite ou du mica.

Le nombre d'observations concordantes de ce phénomène est très considérable, et je n'ai constaté aucune exception.

Mais les lois exactes du phénomène sont tout à fait inconnues pour le moment. Une étude méthodique en est entreprise.

En résumé, sur la troisième condition fondamentale, nous ne sommes pas beaucoup plus avancés que sur les deux premières.

Non seulement nous ne savons pas exactement quelles pertes pouvaient se produire par conduction dans les expériences anciennes, et quel était leur rôle, mais nous ne pouvons plus dire ce que devenait l'électricité confiée à nos supports isolés mobiles.

Pour terminer, je donnerai quelques chiffres relatifs à la série 15, après avoir rappelé brièvement dans quelles conditions elle a été faite.

M. Pender [1] avait fait, à mes expériences sur la convection électrique, l'objection suivante : les disques dont je me servais étaient, dans la plupart des cas, recouverts de couches diélectriques destinées à éviter les étincelles ; M. Pender pense que ces couches devaient entraîner des charges égales et de sens contraire à celles communiquées aux disques tournants.

Pour répondre à cette objection, j'ai monté l'appareil suivant :

Un disque circulaire d'ébonite, de 6 millimètres d'épaisseur, 24 centimètres de diamètre, porte, fixées sur sa périphérie, dix-huit secteurs en micanite de 1 millimètre d'épaisseur, séparés les uns des autres par 2 centimètres d'air et parfaitement isolés sur l'ébonite. Le tout forme une sorte de roue à ailettes planes, d'un diamètre total égal à 50 centimètres et qui tourne dans un plan horizontal.

Les secteurs de micanite sont dorés, sur leurs deux faces, sur une largeur de 5 centimètres à partir de la périphérie.

(1) *Phil. Mag.*, août 1901, p. 179.

En un point de leur circonférence, ces secteurs viennent passer entre deux secteurs métalliques fixes, reliés à une source électrique; en même temps, ils touchent un balai A, relié au sol, et se chargent par influence.

Ils quittent ensuite les secteurs fixes et tournent à l'air libre. Après trois quarts de tour, ils rencontrent un balai B, relié au sol, sur lequel ils se déchargent. Un galvanomètre interposé entre A ou B et le sol permet de mesurer les charges prises et abandonnées par les secteurs.

Les secteurs mobiles chargés viennent défiler à 8 millimètres en dessous d'un système astatique très sensible protégé par un tube de verre recouvert de papier d'étain relié au sol.

A 8 millimètres en dessous et parallèlement au plan des secteurs, on a placé une nappe conductrice témoin, dans laquelle on peut envoyer les charges appelées en A ou récoltées en B, ce qui permet de comparer l'action de la même quantité d'électricité agissant par convection et par conduction.

Pour qu'on puisse renverser le sens de la rotation du disque en faisant toujours passer sous le système astatique des secteurs chargés, le balai B peut être fixé dans deux positions différentes, symétriques par rapport au diamètre passant par A.

On peut ainsi faire, dans les deux sens, des courants ouverts. Si l'on supprime le balai B, on réalise la rotation continue d'une charge permanente, ou forme Rowland-Maxwell.

Cette méthode a l'inconvénient de ne permettre de réaliser que des débits relativement petits par rapport à ceux que l'on *calcule* dans le cas de disques tournant entre des armatures fixes reliées au sol.

Les débits maxima *mesurés* ont été de $\frac{1}{20.000}$ de coulomb par seconde, qui auraient dû produire, dans la position la plus favorable, une force magnétique de l'ordre de 5×10^{-6} C. G. S.

Le système astatique est formé de deux groupes composés chacun de sept aimants cylindriques de 16 millimètres de long, fixés à $0^m,10$ l'un de l'autre, sur une lame de mica doré.

Moment magnétique M de chaque groupe...............	20 C. G. S.
Période d'oscillation dans l'air t_1........................	$0^s,8$
Période d'oscillation du système complet dans l'air t_2....	10^s
Rapport $\frac{K}{M}$ (K, moment d'inertie) de chaque groupe......	0,0015
Coefficient de réduction $\frac{t_1^2}{t_2^2}$	0,0064

On voit que le couple maximum agissant sur le système aurait été de 10^{-4} environ.

Grâce au concours de M. Jean Javal, j'ai pu faire de nombreuses séries d'expériences. On ne peut opérer qu'après que la circulation des voitures a cessé, c'est-à-dire de une heure à cinq heures du matin.

On observait simultanément le galvanomètre de mesure des débits et le système astatique.

Les résultats sont les suivants :

Le système astatique reçoit, *en général*, au moment de la charge ou de la décharge des secteurs mobiles, des impulsions qui sont *le plus souvent* dans le sens prévu pour l'effet magnétique de la convection.

Souvent aussi ces impulsions sont suivies de déviations permanentes dans le sens prévu.

Très nettes au début d'une série, les déviations et impulsions vont toujours en diminuant et finissent par s'annuler, sans que les débits mesurés présentent des variations correspondantes.

Il n'existe aucun rapport entre la grandeur des déviations du système astatique et celle des débits mesurés.

Le maximum de déviation permanente obtenu a été de 6 millimètres ; la moyenne générale est un peu inférieure à 2 millimètres.

En envoyant, dans un sens convenable, le débit des balais dans la nappe témoin, on soumet le système astatique à la résultante des actions en sens inverse du disque et de la nappe. Les effets du disque étant indépendants des débits, on obtient alors des déviations dans le sens du disque si le débit est faible, en sens inverse s'il est fort.

Les valeurs de v calculées d'après les déviations obtenues peuvent, par suite, être nulles, négatives ou infinies ; dans certains cas, elles concordent même avec la valeur théorique.

Les effets obtenus sont les mêmes, que l'on supprime ou non le balai B.

Leur grandeur ne varie pas tant que le système astatique est au-

dessus de la dorure chargée, quelle que soit sa position relativement à l'axe de rotation. Ils s'annulent dès que le fond de l'écran électrique qui protège le système n'est plus au-dessus de la dorure.

Si l'on change le sens de rotation du disque sans déplacer le balai B, les secteurs mobiles ne sont plus chargés en passant sous le système astatique ; cependant les déviations conservent quelquefois leur grandeur ; mais leur sens est changé.

Les chiffres suivants, empruntés à des séries très nettes, faites pendant des heures de tranquillité parfaite, donneront une idée plus complète des faits observés.

1° *Lectures à* 9.000 *volts*, 30 *tours par seconde au début d'une série.*

Nos des lectures	Signe de la charge	Déviation du galvanomètre	Déviation du système astatique
1	—	25 mm.	5 mm. (à droite ou +)
2	sol.	.	4 (à gauche ou —)
3	—	25	+ 5
4	sol.		— 5
5	—	23	+ 4
6	sol.		— 3
7	—	24	+ 2
8	sol.		— 3
9	—	20	+ 5
10	sol.		— 5
11	—	20	+ 6
12	sol.		— 4

2° *Lectures à* 9.000 *volts*, 30 *tours par seconde, mais au milieu d'une série.*

1	+	26	— 3
2	+	23	— 1
3	+	23	0
4	+	23	— 4
5	+	23	0

3° *Lectures à* 9.000 *volts*, 34 *tours par seconde à la fin d'une série.*

1	+	+ 32	0
2	—	— 7	0
3	+	+ 29	— 3
4	—	— 7	+ 5
5	+	+ 28	— 4
6	—	— 5	+ 2
7	+	+ 28	— 2
8	—	— 7	+ 6
9	+	+ 28	— 2
10	—	— 7	+ 1
11	+	+ 27	— 2
12	—	— 5	0

Dans ces exemples, le sens des déviations était bien celui attendu de l'effet magnétique de la convection électrique ; mais le débit réalisé, au maximum $\frac{1}{30.000}$ d'ampère, ne devait donner au système astatique qu'une déviation de 2 millimètres.

Dans ces séries, on vérifiait à chaque instant la valeur de la perte en mesurant les débits au balai A, puis au balai B. Ces pertes étaient toujours inférieures à $\frac{1}{10}$.

La seule conclusion possible de l'ensemble de faits que je viens de résumer, c'est qu'il faudra encore beaucoup d'expériences et, par conséquent, beaucoup de temps pour arriver à éclairer tous les points du débat et à en dégager une conclusion à l'abri de toute critique.

RECHERCHES SUR LA DIFFUSION ;

Par M. J. THOVERT (1).

MESURE DES COEFFICIENTS DE DIFFUSION.

1° *Observations optiques.* — Quand un rayon lumineux pénètre à peu près horizontalement dans un milieu liquide où se produit la diffusion, il est dévié ; sa trajectoire devient une parabole, pourvu que l'abaissement qu'il subit soit peu considérable.

A la sortie du milieu, limité entre deux plans parallèles, il fait avec sa direction d'entrée un angle α, qui s'exprime par $\frac{\mu'}{\mu_0} a$, μ_0 désignant l'indice de réfraction du liquide au niveau traversé, μ' la dérivée de l'indice par rapport à la hauteur et à la largeur du milieu traversé.

Cet angle peut être estimé par la distance qui sépare les points où les rayons émergents, déviés ou non, viennent frapper un plan vertical au delà de la cuve à diffusion.

---

(1) Résumé du mémoire paru sous le même titre dans les *Annales de Chimie et de Physique* (juillet 1902) et présenté comme thèse de doctorat à la Faculté des Sciences de l'Université de Lyon.

Les corrections entraînées par le défaut de parallélisme des faces de la cuve, ou par le déplacement des rayons dans la traversée de la cuve ou des lames de verre interposées, sont des constantes, ou des quantités proportionnelles à l'expression donnée plus haut de la déviation α.

2° *Calcul du coefficient de diffusion.* — En mettant au préalable dans la cuve de diffusion deux solutions d'une même substance, et de concentrations assez peu différentes pour que le coefficient de diffusion puisse être regardé comme constant dans toute l'étendue de la cuve, on peut accepter comme rigoureuses les conséquences de l'équation fondamentale

$$(1) \qquad \frac{dc}{dt} = D\frac{d^2c}{dx^2},$$

où c désigne la concentration au niveau x et D la constante de diffusion pour cette expérience.

On peut représenter, à un instant quelconque, l'état des concentrations dans la cuve où le liquide occupe une hauteur totale h, par l'expression

$$(2) \qquad c = A + \sum_{n=1}^{n=\infty} e^{-\frac{n^2\pi^2}{h^2}Dt} B_n \cos\frac{n\pi x}{h}$$

qui satisfait à la condition (1); et la dérivée $\frac{dc}{dx}$ s'écrit sous la forme

$$(3) \qquad \frac{dc}{dx} = \sum_{n=1}^{n=\infty} -\frac{n\pi}{h} e^{-\frac{n^2\pi^2}{h^2}Dt} B_n \sin\frac{n\pi x}{h}.$$

Après un temps suffisant, la valeur de l'expression (3) se réduit sensiblement à celle du premier terme, et alors, à un niveau quelconque, $\frac{dc}{dx}$ varie dans la suite du temps suivant la loi

$$e^{-\frac{\pi^2}{h^2}Dt}.$$

L'époque limite où la variation logarithmique de $\frac{dc}{dx}$ devient proportionnelle au temps peut être avancée en remplissant tout d'abord la cuve par des quantités égales des solutions qui doivent diffuser, et, dans ce cas, elle est plus rapprochée encore pour les niveaux particuliers de la cuve $\frac{4}{3}$ et $\frac{24}{3}$.

Si on connaît deux nombres Δ_1, Δ_2 proportionnels à la valeur de $\frac{dc}{dx}$ aux temps t_1 et t_2, postérieurs à la limite dont nous venons de parler, on en déduira D par l'équation :

$$\mathcal{L} \,.\, \Delta_1 - \mathcal{L} \,.\, \Delta_2 = \frac{\pi^2}{h^2} D (t_2 - t_1).$$

Les observations optiques indiquées plus haut font connaître $\frac{dx}{d\mu}$, ou tout au moins une quantité qui lui est proportionnelle et par suite aussi proportionnelle à $\frac{dc}{dx}$ dans le cas où on a une substance unique en dissolution.

3° *Dispositif expérimental.* — Les cuves, de forme parallélipipédique, sont en verre, ou du moins limitées par des faces de verre.

On définit un rayon lumineux en traçant, sur une face argentée préalablement, une couple de traits horizontaux espacés de 1 millimètre environ. Un faisceau de lumière parallèle horizontale tombe sur ces traits, et on relève la position des franges d'interférence produites, à 1 mètre ou 2 au delà de la cuve, soit avec un cathétomètre, soit par la photographie.

Le repérage est établi par rapport à une observation faite, l'expérience terminée après mélange des liquides, ce qui élimine les corrections constantes de déviation.

En utilisant une hauteur totale de liquide égale à 3 centimètres et observant les rayons lumineux qui traversent au tiers de la hauteur de la cuve, on peut faire la première observation cinq heures après le début de l'expérience (pour un coefficient de diffusion égal à 10^{-5} C. G. S.).

L'erreur relative sur le calcul de D est minimum quand on met fin à l'expérience vingt-cinq heures après.

Ces temps varient, d'une façon générale, en raison inverse du coefficient de diffusion et proportionnellement au carré de la hauteur occupée par tout le liquide dans la cuve.

On peut, avec un dispositif expérimental plus simple encore, observer le rayon de déviation maximum. Le faisceau de lumière horizontale issu d'un collimateur traverse librement la cuve, puis est reçu sur un objectif de lunette, au foyer duquel on dispose un réticule mobile.

L'image focale, étalée en bande lumineuse, présente les franges de

diffraction signalées par M. Gouy (*C. R.*, XC ; 1880 ; p. 307), et la frange brillante terminale marque la position du rayon le plus dévié.

Avec ce mode d'observation, en utilisant une hauteur de liquide totale de 1 centimètre, on peut faire la première observation moins de deux heures après le début de l'expérience (pour $D = 10^{-5}$).

On met toujours dans les cuves les deux solutions à diffuser en quantités égales ; leur différence de concentration ne dépasse pas en général 0,2 équivalent-gramme par litre pour une longueur de cuve traversée égale à 5 centimètres ; on a employé des cuves de 20 centimètres de longueur pour observer la diffusion des solutions les plus diluées vis-à-vis de l'eau.

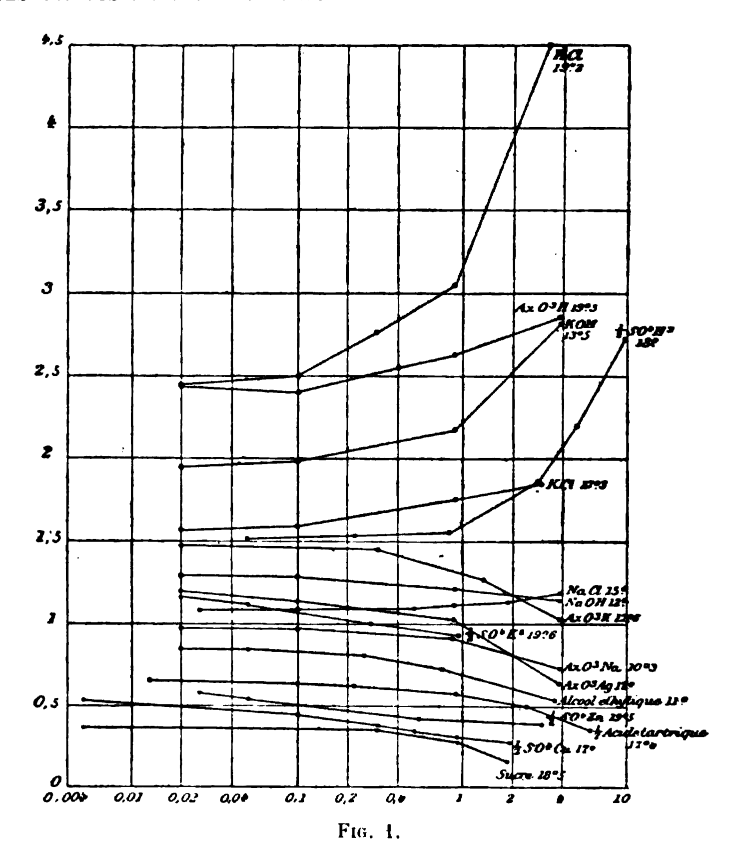


Fig. 1.

4° *Résultats des expériences.* — Le graphique ci-dessus (*fig.* 1) traduit l'ensemble des déterminations expérimentales que nous avons faites.

L'échelle des abscisses est proportionnelle aux logarithmes de la concentration, exprimée en équivalents-grammes par litre de solution ; cette échelle a été choisie dans le but de développer les courbes du côté des faibles concentrations. En ordonnées, on a porté les valeurs du coefficient de diffusion correspondant, dans chaque expérience, à la concentration moyenne des solutions mises en présence.

LA DIFFUSION ET LA THÉORIE DE LA DISSOCIATION ÉLECTROLYTIQUE.

1° *Théorie cinétique de la diffusion.* — Nernst a le premier établi quantitativement la théorie cinétique de la diffusion. La force qui occasionne le mouvement des molécules dissoutes est la variation de pression osmotique $\frac{dp}{dx}$, qui, en première approximation, est proportionnelle à la variation de concentration. La cause qui ralentit le mouvement et rend la diffusion apériodique est le frottement considérable éprouvé par la molécule.

En désignant par K le frottement sur une molécule-gramme, le coefficient de diffusion a pour expression $\frac{p_0}{K}$, où p_0 représente la pression donnée par une molécule quelconque occupant à l'état de vapeur un volume-unité.

Le frottement K augmente généralement avec la concentration ; mais la pression osmotique augmente aussi plus vite que la concentration, dans les solutions concentrées. En fait, les courbes montrent la prédominance de la première influence pour la plupart des substances.

Les acides, la potasse et les sels halogénés alcalins montrent seuls une augmentation de D avec la concentration.

2° *Calcul de la constante de diffusion d'un électrolyte.* — Lorsque la molécule dissoute est un électrolyte, on la suppose dissociée en ions. Dans le cas de deux ions monovalents de concentration c, on a une pression osmotique $(1 + \gamma)\, p_0 c$, en tenant compte de la fraction de dissociation γ.

En désignant par k_u, k_v les frottements relatifs à chacun des ions, et supposant que le frottement sur l'ensemble de la molécule est égal à la somme des frottements correspondant à chacun des ions, on obtient, pour exprimer la constante de diffusion, l'expression :

$$\frac{(1 + \gamma)\, p_0}{k_u + k_v}.$$

Le frottement k_u éprouvé par un ion est d'ailleurs relié à sa conductibilité limite u par la formule :

$$k_u = 9{,}35 \times 10^{16} \cdot \frac{1}{u},$$

ce qui donne pour le calcul de la constante de diffusion la formule :

$$D = 0{,}52 \times 10^{-6} \frac{uv}{u + v}$$

où on remplace u et v par les valeurs données dans les tables de conductibilité.

Ce facteur numérique 0,52 correspond à la température de 18°, et doit être modifié proportionnellement à la température absolue.

Les facteurs de variations de u et de v sont également connus par les tables de conductibilité.

Pour le cas des électrolytes plus complexes, comprenant plus de deux ions, de valences différentes, on généralise facilement la formule.

La comparaison des valeurs ainsi calculées avec celles que nous avons observées est résumée dans le tableau suivant :

			$D + 10^5$	
c	Corps diffusant	θ	Calculé	Observé
0,02	HCl	8°	2,35	1,78
0,02	AzO^3H	8°	2,07	1,75
0,05	SO^4H^2	18°,3	2,13	1,52
0,02	KOH	12°,9	2,14	1,92
0,02	NaOH	8°,8	1,25	1,21
0,02	KCl	8°,5	1,23	1,21
0,025	NaCl	13°,9	1,19	1,06
0,02	AzO^3K	8°,4	1,22	1,12
0,02	AzO^3Na	9°	0,97	0,95
0,02	AzO^3Ag	9°,3	1,13	1,12
0,02	SO^4K^2	9°	0,93	0,90
0,025	SO^4Zn	6°,5	0,44	0,41
0,005	SO^4Cu	20°	0,66	0,58

On peut remarquer, en dehors des acides, un bon accord non seulement dans l'ordre de grandeur, mais dans les nombres eux-mêmes.

Toutefois, d'une façon générale, les nombres observés sont inférieurs aux nombres calculés.

3° *Diffusion rétrograde.* — La théorie de la dissociation électrolytique trouve un appui, au moins qualitatif, plus particulièrement frappant dans l'expérience suivante :

Au lieu de faire diffuser une solution aqueuse de HCl vis-à-vis de

l'eau pure, faisons l'expérience en ajoutant une même quantité de NaCl aux deux liquides. Arrhenius a observé, dans ce cas, une augmentation notable de la vitesse de diffusion de HCl, augmentation qui s'explique par la considération des mouvements des ions libres.

Sous l'action de la variation de pression osmotique égale pour chacun des ions, on a tout d'abord un transport inégal de H et de Cl, et par suite séparation des charges électriques que ces ions transportent. Il y a donc création d'une force électrostatique qui retarde les H, jusqu'à ce que la neutralité électrique soit rétablie.

S'il y a, dans le milieu, des ions Na sur lesquels la force électrique peut agir en même temps que sur H, la neutralité électrique sera plus vite rétablie que si ces ions Na n'existaient pas, et, par suite, les ions H moins retardés; d'où l'augmentation constatée dans la diffusion de l'acide.

En conséquence de ce raisonnement, il doit se produire aussi une rétrogradation des ions Na.

Nous avons constaté, en effet, une concentration du sel additionnel dans la partie inférieure du milieu.

Le tableau suivant donne les résultats d'analyses des parties prélevées dans un vase à diffusion où l'on avait introduit d'abord un tiers de solution acide additionnée d'un sel, et les deux autres tiers de solution du sel additionnel à la même concentration.

La hauteur totale occupée par les liquides était égale à 10 centimètres.

Matière diffusée	Sel additionnel	Durée de l'expérience	Concentration de	Dans la partie supérieure	médiane	inférieure
0,4 HCl	0,39 NaCl	16h	NaCl	0,384	0,390	0,395
»	»	47h	»	0,373	0,380	0,405
1 HCl	0,39 KCl	47h	KCl	0,363	0,392	0,413
»	»	143h	»	0,350	0,401	0,425
0,5 AzO^3H	0,5 AzO^3Ag	10h	AzO^3Ag	0,48	0,49	0,52
»	»	50h	»	0,47	0,49	0,54
1 $(SO^4H^2)^{\frac{1}{2}}$	1 HCl	52h	HCl	1,17	1,01	0,98

La concentration du sel additionnel vers la partie inférieure est très accusée dans les six premiers exemples. Dans le dernier cas, l'acide chlorhydrique additionné se concentre vers le haut; mais les considérations précédentes font prévoir cette conclusion, lorsqu'il y a cathion commun et anions différents.

Ces faits paraissent bien donner un appui très particulier à l'hypo-

thèse des ions existant et se mouvant librement dans les solutions d'électrolyte.

PRODUCTION DES RAYONS CATHODIQUES PAR LES RAYONS ULTRA-VIOLETS ;

Par M. M. LAMOTTE.

Hertz a découvert qu'un conducteur possédant une charge négative la perd rapidement quand il est frappé par des rayons ultra-violets. Les circonstances dans lesquelles se produit ce phénomène ont amené plusieurs physiciens, entre autres Lenard, J.-J. Thomson, Merritt et Stewart [1], à penser qu'il représentait une forme particulière des rayons cathodiques.

Effectivement, on y retrouve les caractères essentiels de ces derniers. Les trajectoires des charges perdues par le conducteur irradié forment des rayons de direction définie, qui sont déviés par le champ magnétique, et qui provoquent l'ionisation des gaz qu'ils traversent.

I. *Expériences dans le vide extrême.* — Ces expériences sont dues à Lenard. Elles ont été effectuées dans le vide extrême, obtenu dans un récipient sans mastiquage ni rodage graissé. On fait fonctionner la pompe en chauffant le récipient et y faisant passer les décharges de la bobine d'induction jusqu'à ce que ces décharges refusent de le traverser.

Deux électrodes identiques, formées de deux disques circulaires plans, parallèles l'un à l'autre, sont disposées dans le récipient vide. L'une reçoit les rayons ultraviolets à travers une lame de quartz ; l'autre, destinée à recueillir les charges perdues par la première, est reliée à un électromètre.

1° Intensité de la déperdition. — L'intensité de la déperdition, c'est-à-dire la quantité d'électricité perdue par unité de temps, est proportionnelle à l'intensité des rayons ultra-violets. Dans de très larges limites, elle est indépendante de la différence de potentiel entre l'électrode irradiée et l'électrode réceptrice. Cependant, quand cette différence de potentiel descend au-dessous de 100 volts, l'intensité de la déperdition diminue en même temps que cette différence.

Cette constance de l'intensité ne s'observe que dans le vide extrême

---

(1) LENARD, *Ann. de Ph.*, II, p. 359-375 ; VIII, p. 149-199 ; — MERRITT et STEWART, *Ph. Rev.*, XI, 230-231 ; — J.-J. THOMSON, *Ph. Mag.*, XLVIII, 547-567.

et ne serait sans doute rigoureuse que dans le vide parfait : déjà, quand la pression est de $0^{mm},002$, elle éprouve un accroissement bien marqué quand la différence de potentiel augmente.

2° Trajectoire des charges : déviation par le champ magnétique, direction d'émission. — Lenard a reconnu par l'expérience que les charges perdues dans le vide extrême suivent des rayons de direction définie. Ces rayons sont déviés par un champ magnétique. De l'observation de cette déviation, on déduit, comme on le sait, le rapport $\frac{\varepsilon}{\mu}$ de la masse électrique des charges élémentaires à leur masse mécanique. La valeur ainsi trouvée est différente de celle que donnent les rayons cathodiques ordinaires.

L'émission ne se fait pas exclusivement suivant les directions normales à la cathode, mais est diffuse. L'existence de cette diffusion est liée à celle d'une vitesse initiale des charges élémentaires.

Un champ magnétique intense est susceptible de faire disparaître en apparence le rayonnement. La déviation des trajectoires est telle qu'elles reviennent vers l'électrode irradiée avant d'avoir rencontré aucun conducteur extérieur. On obtient le même résultat en portant l'électrode irradiée à un potentiel supérieur de 2,1 volts à celui de l'enceinte. On en conclut que la vitesse initiale est de l'ordre de grandeur de $10^8 \frac{\text{cm}}{\text{sec}}$.

II. *Expériences dans le vide ordinaire.* — Dans ces expériences, le vide n'est pas poussé aussi loin, c'est-à-dire qu'on ne supprime pas le graissage et le mastiquage et qu'on n'enlève pas les dernières traces des gaz occlus ou adhérents aux électrodes.

1° Intensité de la déperdition : influence du champ extérieur. — L'intensité de la déperdition est proportionnelle à l'intensité (moyenne) des rayons ultra-violets. Elle dépend aussi du champ extérieur, c'est-à-dire du champ dû à des causes autres que les charges mêmes de l'électrode. Ce champ sera dit positif, s'il tend à entraîner l'électricité dans le sens de la déperdition, négatif s'il est de sens inverse. Suivant l'intensité de ce champ, on peut distinguer cinq phases dans le phénomène.

Phase I. — Le champ est positif, très grand en valeur absolue : toutes les charges qui tendent à s'échapper de l'électrode irradiée A y sont ramenées par l'action du champ avant d'avoir rencontré un autre conducteur.

Phase II. — Le champ est encore positif, mais plus faible : l'électrode irradiée perd sa charge d'une manière continue, mais ces charges se perdent sur les parois de verre sans arriver jusqu'à l'électrode réceptrice B.

Phase III. — Le champ est positif, mais plus petit encore : une partie des trajectoires commence à atteindre l'électrode réceptrice : d'où trois portions à distinguer dans la masse totale d'électricité enlevée à l'électrode A. Par convention, cette masse sera prise pour unité ; 1,00. Une fraction B atteint l'électrode réceptrice ; une autre I — A revient sur l'électrode irradiée ; enfin le reste A — B se perd sur les parois de verre. La quantité B augmente de plus en plus à mesure que l'intensité du champ extérieur diminue.

Phase IV. — Le champ extérieur est négatif : il n'y a plus de pertes sur les parois : l'électrode B reçoit tout ce que perd A.

Phase V. — Le champ extérieur est négatif et assez grand, en valeur absolue, pour qu'aucune charge ne revienne plus sur A, mais que toutes atteignent B.

Contrairement à ce qui passe dans l'air à la pression ordinaire, c'est une différence de potentiel déterminée entre l'électrode irradiée et l'enceinte qui provoque la disparition de l'effet photo-électrique.

Vitesse initiale, rayons réfléchis. — Abstraction faite des pertes latérales, les quantités A et B sont égales, et on peut les représenter en fonction du champ extérieur par une courbe. L'étude de cette courbe permet de se rendre compte de la répartition des vitesses initiales entre les divers ordres de grandeur. Mais il ne faut pas négliger l'influence des rayons réfléchis à la surface de A et qui, en arrivant en B, provoquent une déperdition de cette électrode. Si B ne reçoit rien de A (phase II), la quantité que nous avons appelée A représente le pouvoir réflecteur α de la surface de l'électrode A pour les rayons ultra-violets. Effectivement, les valeurs de A mesurées dans ces conditions ne dépendent pas de l'intensité totale des rayons, mais de la nature de la source et aussi de la nature de la surface de l'électrode. Quand on a déterminé α, on peut éliminer ensuite dans les résultats l'influence de cette réflexion et définir la fonction $Y(X)$, qui représente la déperdition de l'électrode irradiée en fonction du champ extérieur X.

Répartition des vitesses en dehors de l'électrode. — Il suffit de considérer les composantes normales des vitesses, les seules qui interviennent. Parmi les charges élémentaires qui s'échappent de l'élec-

trode, quand le champ extérieur a une intensité P en valeur absolue, il y en a une fraction Y (— P) du nombre total qui possèdent une vitesse initiale supérieure à celle que peut annihiler le champ P (cf. ci-dessus, phase III). Réciproquement, cette vitesse est aussi celle que communiquerait aux charges en question le champ P, s'il existait seul.

Les vitesses observées ne dépassent guère celle qui correspond à 2 volts : les vitesses inférieures se trouvent en proportion qui décroît rapidement quand elles s'éloignent de cette limite.

Le phénomène résultant est la différence des rayonnements issus de A et de B ; ces deux rayonnements se propagent donc en sens contraire dans le même espace sans se troubler.

Les vitesses initiales sont indépendantes de l'intensité totale des rayons ultra-violets, de la direction de la polarisation de ces rayons, mais varient avec la nature de la source qui leur a donné naissance.

Si le champ extérieur est négatif, c'est son intensité qui définit celle du phénomène photo-électrique ; s'il est positif, c'est la différence de potentiel totale entre les électrodes A et B. Dans un champ non uniforme, l'effet est d'autant plus petit que le champ est plus faible au voisinage de l'électrode irradiée.

Existence d'une force antagoniste à la déperdition au voisinage de la surface. — L'existence d'une telle force expliquerait l'effet d'un champ extérieur positif : elle est confirmée par ce qu'un corps chargé négativement conserve sa charge dans le vide, malgré l'action de son propre champ. Il faut supposer que cette force se fait sentir jusqu'à une très petite distance de la surface seulement. En traversant la région où s'exerce cette force, les charges élémentaires éprouvent une perte de vitesse. La vitesse qu'on mesure est celle que possèdent les charges en dehors de cette région; nous l'appellerons vitesse *extérieure*. Cette vitesse, augmentée de la perte, sera dite vitesse *intérieure*.

On peut définir une fonction F (— P), qui représente le nombre de charges élémentaires qui ont une vitesse intérieure supérieure à P, comme Y (— P) représente le nombre des charges qui ont une vitesse extérieure plus grande que P. En construisant les courbes qui figurent F et Y en fonction du champ extérieur X, on reconnaît que Y dépend seulement de la répartition des vitesses, quand X est positif, mais aussi de la loi suivant laquelle la force antagoniste varie avec la distance, quand X est négatif.

Vitesses intérieures. — D'après la forme des courbes Y (X), il faut admettre que les vitesses initiales des charges libérées par les rayons ultra-violets sont pour la plupart relativement grandes; les autres se trouvent en proportion d'autant moindre qu'elles s'écartent davantage de celle-là.

Origine de la force antagoniste superficielle. — L'origine la plus simple qu'on puisse attribuer à cette force antagoniste, c'est de supposer qu'elle provient de l'action s'exerçant entre les charges échappées de la surface et leurs images électriques dans cette surface. Cette force existe sûrement et satisfait à la condition de décroître avec une extrême rapidité lorsqu'on s'éloigne de la surface.

Déviation des rayons de déperdition par le champ magnétique : expériences de J.-J. Thomson, de Merritt et Stewart. — Lenard a observé et mesuré cette déviation dans le vide extrême (Voir ci-dessus). J.-J. Thomson en démontré l'existence et en calcule la valeur par une méthode indirecte ; il calcule l'intensité du champ magnétique nécessaire pour qu'une partie des charges revienne sur l'électrode irradiée, ce qui se traduit par une diminution apparente de la déperdition.

Merritt et Stewart emploient un procédé analogue à celui de Lenard. Une électrode est placée vis-à-vis de l'électrode irradiée et de chaque côté de celle-là sont disposées symétriquement deux autres. On mesure les charges reçues par ces dernières pour différentes intensités du champ magnétique. La déviation est d'autant moindre, en d'autres termes les rayons sont d'autant plus rigides, que la différence de potentiel sous laquelle ils prennent naissance est plus grande : c'est ce qu'on constate aussi sur les rayons cathodiques ordinaires.

III. *Expériences dans les gaz à une pression notable.* — Les rayons de déperdition rendent conducteurs les gaz qu'ils traversent.

Merritt et Stewart font remarquer que l'électrode réceptrice n'atteint pas un potentiel très élevé. Le potentiel limite est beaucoup plus faible que s'il était déterminé seulement par la répulsion des charges existant déjà sur le récepteur. L'explication la plus simple, c'est que les rayons rendent l'air conducteur et qu'ensuite l'électrode chargée négativement attire à elle les ions positifs. Merritt et Stewart ont démontré directement l'existence de cette conductibilité ; une des électrodes latérales est chargée à l'aide d'une pile sèche, et on constate entre les deux la production d'un courant dont le sens change avec le signe de la charge.

Lenard fait pénétrer les rayons à travers une toile métallique serrée dans une enceinte métallique close et constate, à l'intérieur, l'existence de véhicules positifs. Que le gaz soit l'air, l'hydrogène ou le gaz carbonique, ces véhicules ne se produisent que si la pression ne dépasse pas une certaine valeur et si la différence de potentiel est supérieure à une certaine limite. Ceci confirme ce que fait prévoir le caractère unipolaire de la déperdition, à savoir que les rayons de déperdition provoquent l'ionisation du gaz seulement quand leur vitesse atteint une valeur déterminée.

Le trajet moyen des charges élémentaires, quand le gaz est sous la pression limite, s'évalue, dans les conditions où opérait Lenard, à 10 fois environ celui des molécules gazeuses. Ce nombre est plus faible que le nombre trouvé avec les rayons cathodiques, plus rapides. Ce résultat vient appuyer l'idée que les rayons cathodiques sont d'autant moins diffus et d'autant moins absorbables que leur vitesse est plus grande.

D'après l'ensemble des propriétés connues des rayons cathodiques, on est amené à adopter une constitution particulière des molécules et des atomes. L'espace occupé par la molécule ou par l'atome est impénétrable à ses congénères; mais, à l'intérieur, la molécule ou l'atome sont formés par des particules plus ténues, que séparent de nombreux intervalles libres et qui possèdent une grande liberté de mouvement.

Le nombre des véhicules positifs libérés paraît proportionnel à l'excès de la vitesse des charges élémentaires sur la vitesse limite. Il est à peu près le même, qu'on enlève ou non les dernières traces de gaz, ce qui semble indiquer que ces véhicules sont empruntés aux vapeurs résiduelles. Il croît avec la différence de potentiel entre les deux électrodes et, pour la même valeur de cette différence, avec la distance des deux électrodes.

IV. *Phénomènes dans les gaz à la pression ordinaire.* — Dans les gaz, sous la pression ordinaire, le phénomène photo-électrique est très faible, fait assez surprenant, qu'on n'a pas encore expliqué d'une manière satisfaisante. Il est dû sans doute, d'après ce qui précède, à l'absorption rapide des rayons dans les gaz à la pression ordinaire. Il se forme une couche double à la surface de l'électrode, et l'action de cette couche double provoque le retour à l'électrode des charges perdues; la faible déperdition observée tient seulement à la diffusion des véhicules.

Ce n'est que sous une pression assez réduite que le phénomène peut se manifester à une certaine distance de la surface, alors que le trajet libre moyen des véhicules a acquis une certaine grandeur.

NOUVEAUX ÉLECTROMÈTRES CAPILLAIRES, MUNIS D'UN MICROSCOPE MICROMÉTRIQUE TRÈS PUISSANT ET D'UN MANOMÈTRE TRÈS PRÉCIS;

Par M. P. BOLEY.

I. L'électromètre à goutte libre, précédemment décrit dans ce recueil [1], est très avantageux pour les mesures de force électromotrice par la méthode de compensation; mais il se prête mal à la mesure du maximum de constante capillaire; il arrive souvent que, poussée par la pression qu'on exerce, la goutte dépasse sa position primitive, saute hors du tube effilé, et force à recommencer la mesure entreprise. Néanmoins son emploi a prouvé qu'on peut obtenir une grande sensibilité avec des ménisques dont le diamètre est de l'ordre du millimètre, et j'ai pu construire deux nouveaux modèles qui se prêtent commodément à toutes les mesures.

La sensibilité, dans ces instruments, dépend de la mobilité du ménisque et de la puissance du microscope qui apprécie ses déplacements. Comme ces deux facteurs sont indépendants, on doit chercher à rendre chacun d'eux maximum.

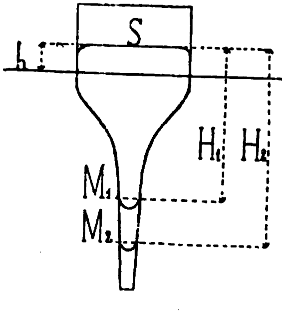


Fig. 1.

La mobilité du ménisque serait infiniment grande pour une forme d'électromètre telle que le mercure fût en équilibre indifférent.

---

[1] Voir p. 381 de ce volume.

Remarquons que le ménisque est hémisphérique, c'est-à-dire que son angle de raccordement est nul dans l'eau acidulée, et que l'action électrique ne modifie pas la loi de variation de la constante capillaire, puisque les électromètres de tous diamètres fonctionnent suivant la loi de Jurin. Soit A_0 la constante capillaire du mercure non polarisé, et soient (*fig.* 1) R_1, R_2, les rayons du tube en M_1, M_2; H_1, H_2, les distances verticales de M_1, M_2 à la surface supérieure S supposée assez grande pour être invariable ; h, la différence des niveaux du mercure et de l'acide étendu ; ρ et ρ', les poids spécifiques de ces deux liquides ; g, l'accélération de la pesanteur ; la formule de Laplace $p = A\left(\frac{1}{R} + \frac{1}{R'}\right)$ donne, pour les pressions capillaires en M_1 et M_2 :

$$p_1 = \frac{2A_0}{R_1} \qquad \text{et} \qquad p_2 = \frac{2A_0}{R_2}.$$

Les pressions hydrostatiques correspondantes sont, sensiblement,

$$p'_1 = H_1\rho g - (H_1 - h)\rho' g, \qquad p'_2 = H_2\rho g - (H_2 - h)\rho' g.$$

L'équilibre exige que $p_1 = p'_1$ et $p_2 = p'_2$, c'est-à-dire que :

$$\frac{2A_0}{R_1} = H_1\rho g - (H_1 - h)\rho g ; \qquad \frac{2A_0}{R_2} = H_2\rho g - (H_2 - h)\rho' g,$$

d'où :

$$(1) \qquad \left[H_1 + \frac{h\rho'}{\rho - \rho'}\right] R_1 = \left[H_2 + \frac{h\rho'}{\rho - \rho'}\right] R_2 = \frac{2A_0}{(\rho - \rho')g} = C^{te},$$

équation de la forme $(x + a)\,y = C^{te}$, qui caractérise une hyperbole.

Le tube devra donc être sensiblement un hyperboloïde de révolution, dans sa partie utile. Mais, comme le ménisque doit rester dans la partie effilée, et qu'il suffit de réaliser approximativement la condition de l'équilibre indifférent pour avoir une grande sensibilité, on peut confondre l'hyperboloïde avec un cône et prendre un tube conique. Pratiquement, tous les tubes étirés présentent, un peu avant leur section minimum, une région d'équilibre indifférent, telle que le ménisque est instable au-dessous et stable au-dessus. On aura donc un instrument très sensible en amenant le ménisque au-dessus et au voisinage de la région d'instabilité. D'ailleurs la valeur de chaque tube étiré dépend de la loi d'étirement, et, pour faire varier cette loi, il suffira de pratiquer l'étirement avec des vitesses différentes.

J'ai essayé une quantité de tubes dont j'étudiais les pointes au microscope, puis j'utilisais celles qui paraissaient le plus conformes à la loi hyperbolique [formule (1)]. Les meilleures ont été obtenues en étirant par deux fois un tube de $2^{cm},5$, d'abord jusqu'à 2 millimètres, puis jusqu'à $\frac{1}{4}$ de millimètre environ. Ces pointes donnent facilement, au ménisque mercuriel, une sensibilité de $\frac{1}{10^4}$ volt, pour un fort grossissement (840 diamètres) ; mais on peut obtenir mieux.

J'ai monté un électromètre avec un tube étiré à $\frac{1}{4}$ de millimètre au maximum, et qui, tout en supportant seulement $2^{cm},75$ de mercure, accuse une force électromotrice de $\frac{1}{10^5}$ volt, pour un grossissement de 840. C'est, je crois, le plus petit électromètre de cette espèce, et le plus sensible. Je fais usage d'un manomètre à eau.

Pour l'étude des amalgames saturés, j'ai employé des tubes encore plus larges, d'au moins 1 millimètre, mais avec la forme ordinaire; le ménisque n'est stable que dans une faible région de la pointe, si celle-ci se rapproche de la forme hyperbolique ; j'ai donc repris la forme renversée, qui est la première adoptée par M. Lippmann. Pratiquement, il suffit d'étrangler *brusquement* le tube (de 5 à 6 millimètres) jusqu'à lui donner 1 millimètre. L'appareil est semblable à l'électromètre à goutte libre, sauf pour l'extrémité du tube, et le ménisque doit être amené au minimum de l'étranglement. On a une sensibilité un peu supérieure à $\frac{1}{10^4}$ volt, et la position d'équilibre est très stable.

Les petits instruments que je viens de décrire sont très faciles à établir, leur bon fonctionnement assuré, car leurs tubes sont assez peu capillaires pour échapper à l'obstruction. Il est vrai que les sensibilités précédentes n'ont été atteintes qu'en augmentant le grossissement du dispositif optique employé. Avec ces électromètres, le microscope ordinaire ne donne pas plus de 200 diamètres, parce qu'il faut se contenter d'un objectif dont la distance frontale soit de 2 à 3 millimètres, de façon à pouvoir viser le ménisque au travers de la cuvette.

II. Pour avoir de forts grossissements, j'ai monté une sorte de microscope double, où l'oculaire est remplacé par un véritable microscope composé à large objectif. Cet instrument, susceptible d'autres appli-

cations, comporte un tube deux fois plus long que celui du microscope ordinaire ; ce tube porte, à son extrémité antérieure, l'objectif principal et, au milieu de sa longueur, on introduit l'objectif du microscope oculaire porté par un tube rentrant dans le premier. L'appareil est installé sur un support muni de trois mouvements rectangulaires qui permettent la mise au point.

La netteté est moindre qu'avec le microscope ordinaire. Pour apprécier avec précision un déplacement, on visera l'une des premières franges de diffraction produites par le bord de l'objet qui se déplace, quand on l'éclaire un peu obliquement par rapport à l'axe optique du microscope. Ces franges sont très fines, pour un éclairement convenable, et permettent d'évaluer les déplacements avec toute la précision que donne le micromètre placé dans l'oculaire.

La nécessité d'avoir au moins 2 millimètres de distance frontale m'a limité au grossissement de 840 pour les électromètres précédents, mais, dans bien d'autres cas, on pourra prendre un objectif à plus court foyer qui donnera un grossissement d'autant plus fort.

III. Pour mesurer le maximum de constante capillaire avec les petits électromètres, on est conduit à exercer et à mesurer des pressions qui ne dépassent pas 25 centimètres d'eau ; à cet effet, on se servira avec avantage d'une machine à diviser disposée *verticalement*.

Le réservoir d'eau mobile est porté par le chariot de la machine à diviser, et il est relié par un tube de caoutchouc étroit et épais au sommet de l'électromètre effilé en forme d'ajutage. On a dû, avant d'opérer la jonction, remplir complètement d'eau l'électromètre et le tube de caoutchouc. La pression est alors mesurée directement en eau par la différence des niveaux entre la surface supérieure du mercure de l'électromètre et l'eau du réservoir mobile.

Cette différence de niveaux est connue avec toute la précision que comporte le pas de vis de la machine. Avec un bon instrument, on peut compter sur une précision de $\frac{1}{100}$ de millimètre, ce qui correspond à $\frac{1}{10^6}$ atmosphère. On voit que la sensibilité est au moins égale à celle que donne l'emploi combiné du manomètre ordinaire et du cathétomètre, avec les avantages suivants : ce manomètre peut mesurer des pressions en valeur absolue, avec un réglage de verticalité moins rigoureux que celui du cathétomètre, puisque la hauteur vraie du réservoir passe par un maximum pour la position verticale

de la vis, et, par suite, varie peu dans le voisinage de la verticale ; à cause de sa simplicité, l'appareil n'est pas déréglable, s'il est solidement assujetti à son support ; enfin, on suit les déplacements de l'eau à l'œil nu. Pour les mesures de maximum de constante capillaire, tout réglage est même inutile.

Ce manomètre peut encore rendre des services pour l'étude des ascensions et dépressions capillaires, et en général pour toutes les expériences où l'on comprime directement un système dont la variation de niveau résultante est négligeable.

V.-E. BOCCARA. — La *Fata Morgana*, Studio storico-scientifico, con appendice bibliografica e sei fotoincisioni (La *fée Morgane*, étude historico-scientifique, avec appendice bibliographique et six photogravures). — *Memorie della Soc. degli Spetroscopisti Italiani*, t. XXXI, 1902.

Le phénomène désigné sous le nom de *Fata Morgana* (fée Morgane) s'observe à Reggio de Calabre, et dans les portions voisines de la côte italienne, à de très rares intervalles, principalement en été.

Après avoir résumé toutes les descriptions connues, émanées de témoins oculaires dignes de foi, l'auteur rend compte de trois observations personnelles, confirmées par des témoignages indépendants.

Il distingue sous les noms de *fée Morgane marine*, *fée Morgane aérienne simple et multiple*, trois aspects divers du phénomène.

Voici la description de la fée Morgane marine telle que l'a observée le professeur Puccini, conjointement avec l'auteur, le 2 juillet 1901 : « Ce jour-là, je vis la mer tranquille, calme, qui paraissait comme une grande masse de mercure terni. Sur la surface de la mer fortement illuminée (il était environ huit heures), on voyait une sorte de brouillard, quoique l'atmosphère fût sereine et limpide. Je m'arrêtais à observer cette mer, d'une beauté peu commune, quand je vis avec stupeur, à l'intérieur, sous l'eau, de grandes arches dans la position ordinaire, c'est-à-dire non renversées, les plans et les contours des pilastres et des courbes supérieurs très nets, parfaitement polis. Pour me rendre compte du phénomène, je regardai les côtes de Sicile, et je vis que des arches réelles et semblables à celles que l'on voyait sous l'eau de la mer se trouvaient sur la hauteur au-dessus du cimetière de Messine, sur le chemin de fer qui

va de Messine à Palerme. Les arches et les pilastres que l'on voyait dans la mer étaient plus beaux, de couleur cendrée claire plus vive, mieux déterminés dans leurs contours et bien plus grands que les arceaux réels. Les pilastres qui soutenaient ces arceaux se perdaient dans les profondeurs de la mer. »

La description suivante, due encore au professeur Puccini, se rapporte à la fée Morgane aérienne du 27 juin 1900, observée aussi par l'auteur. « Vers les onze heures du matin, me promenant sur la marine, je vis la pointe de Gallico (côte italienne) très avancée dans la mer et très voisine de Reggio. La pointe occupée par les maisons de Gallico n'était pas seule à occuper une position anormale pour l'œil de l'observateur ; mais tout l'arc de la côte qui va de Gallico à Catona était déplacé vers Reggio, et le déplacement des parties éloignées était le plus sensible. Le détroit semblait être devenu un golfe, Gallico paraissant être sur la côte sicilienne. Les maisons de Gallico étaient couvertes d'une sorte de brouillard immobile, de couleur cendrée claire, et, dans ce brouillard, les maisons paraissaient des palais très hauts, séparés par des avenues très larges. Les plans qui déterminaient la figure des palais étaient polis, très réguliers et beaucoup plus nets et clairs que ne le sont d'ordinaire les murs des maisons. La mer était paisible et l'atmosphère très tranquille, la chaleur accablante. Il n'y avait pas de nuages, et le brouillard était limité à la région où le phénomène était visible. »

Le troisième cas (fée Morgane aérienne multiple) ne diffère du second que par l'existence d'images aériennes multiples superposées.

L'explication de la fée Morgane est identique en principe à celle du mirage, c'est-à-dire qu'elle repose sur la considération d'une distribution anormale des densités des couches atmosphériques entre l'œil de l'observateur et les objets, dont on aperçoit l'image simple ou multiple, déplacée et déformée. Les conditions géographiques du détroit de Messine, encaissé entre les montagnes de la Calabre et la chaîne de l'Etna, sont particulièrement favorables à la production momentanée de ces distributions anormales de la densité.

Dans le cas de la fée Morgane marine, il faut admettre que les densités au voisinage de la côte sicilienne vont d'abord en croissant à mesure que l'on s'élève, comme dans le mirage d'Afrique ordinaire, et qu'elles vont aussi en croissant de la côte sicilienne, frappée

directement par les rayons solaires, à la côte de Calabre, encore abritée du soleil par ses montagnes.

Dans le second cas (fée Morgane aérienne), l'anomalie consiste dans une simple exagération de la variation de densité dans le sens ordinaire et normal. Enfin, dans le troisième cas, on est obligé d'admettre qu'il y a plusieurs changements de signe de la variation de la densité sur le trajet des rayons qui parviennent à l'œil de l'observateur.

Il est remarquable que les apparences offertes par la fée Morgane, telles qu'elles sont décrites ci-dessus et que les représentent des photographies jointes au mémoire de M. Boccara, sont d'une netteté très supérieure à celle des mirages divers communément observés dans d'autres régions du globe.

E. B.

DRUDE'S ANNALEN;

T. VIII; n° 6 (*suite*).

W. SEITZ. — Vergleich einiger Methoden zur Bestimmung der Grösse $\frac{\varepsilon}{\mu}$ bei Kathodenstrahlen (Comparaison de quelques procédés employés pour déterminer le rapport $\frac{\varepsilon}{\mu}$ dans les rayons cathodiques). — P. 233-244.

Les valeurs trouvées par divers expérimentateurs pour le rapport $\frac{\varepsilon}{\mu}$ de la charge électrique ε des particules cathodiques à leur masse mécanique μ sont assez différentes (1,01 à 1,55 . 10^7 d'après Wiechert; 0,5 . 10^7 d'après J.-J. Thomson; 2 . 10^7 d'après W. Wien et 0,636 à 0,649 . 10^7 d'après Lenard; 1,77 ou 1,865 . 10^7 d'après Kaufmann et Simon).

M. Seitz a appliqué successivement les trois méthodes à un même tube. Il a trouvé un nombre 1,87 . 10^7 très voisin de celui obtenu par Simon, ce qui justifie la méthode de Kaufmann (comparaison de la déviation dans le champ magnétique et de la différence de potentiel). La méthode bolométrique ne donne de bons résultats que si la différence de potentiel est supérieure à 8.500 volts.

M. L.

W. WIEN. — Untersuchungen über die elektrische Entladung in verdünnten Gasen (Recherches sur la décharge électrique à travers les gaz raréfiés). — P. 244-266.

L'auteur indique quelles sont les précautions à prendre pour obtenir des résultats nets dans les expériences sur les rayons-canal. Il fait remarquer, entre autres choses, que la fluorescence du verre n'est pas suffisante pour caractériser les rayons-canal, parce que cette fluorescence peut être provoquée par des rayons cathodiques faibles, mélangés aux premiers. Pour les séparer, on utilise la différence de déviation magnétique : un aimant, qui n'a presque pas d'action sur les rayons-canal, produit déjà une déviation notable des rayons cathodiques.

Les rayons-canal ne se produisent plus dans le vide extrême, où, cependant, des traces de rayons cathodiques sont encore observables.

Si l'électrode est un filament de lampe porté à l'incandescence, elle laisse passer un courant, même sous une différence de potentiel assez faible (une dizaine de volts). Sous une différence de potentiel plus élevée ($\pm$ 3.700 volts), il se produit un dégagement de gaz notable.

Les deux fluorescences de teinte différente, signalées par Goldstein, tiennent à un mélange de gaz. Quand le gaz contenu encore dans le tube est rigoureusement pur (ce qui est très long et très difficile à réaliser), la fluorescence n'a plus qu'une seule nuance.

Un faisceau de rayons-canal est formé par des rayons qui sont déviés de quantités très inégales par un champ électrique. Les moins déviables correspondent à une valeur de $\frac{\varepsilon}{\mu}$ qui croît à mesure qu'on s'éloigne de la cathode : ce qui tient sans doute à ce que, sur le trajet, les particules positives se recombinent en partie avec des particules négatives.

Le rapport $\frac{\varepsilon}{\mu}$ se déduit aussi de l'observation simultanée de la déviation magnétique et de la déviation électrostatique.

On trouve :

Hydrogène......	7545	sous 30000 volts
Air.............	3570	45000
Oxygène........	7500	

M. L.

A. KORN et K. STOECKL. — **Studien zur Theorie der Lichterscheinungen (Contribution à la théorie des phénomènes optiques). — P. 312-325.**

La plupart des discussions relatives aux théories optiques portent sur des équations différentielles de la forme :

$$\frac{d^2u}{dx^2}+\frac{d^2u}{dy^2}+\frac{d^2u}{dz^2}=k^2\frac{d^2u}{dt^2},$$

les conditions aux limites étant données. Les calculs mathématiques sont à très peu près les mêmes soit qu'on adopte les anciennes théories mécaniques ou la théorie électromagnétique. Mais les phénomènes magnéto-optiques (Zeeman, Kew, polarisation rotatoire magnétique), les phénomènes de dispersion et ceux d'aberration ne peuvent être rattachés ainsi à la théorie.

Les auteurs déduisent ces phénomènes des équations de Maxwell, en y joignant l'hypothèse, faite par Faraday et Maxwell, qu'une particule magnétique est animée d'une sorte de rotation autour de son axe avec une vitesse proportionnelle à son moment. M. L.

A.-H. BUCHERER. — **Ueber das Kraftfeld einer sich gleichförmig bewegenden Ladung (Sur le champ de force d'une charge animée d'un mouvement uniforme). — P. 326-335.**

Soit u la vitesse avec laquelle se meut la charge dans un champ magnétique H et dans un milieu dont la perméabilité magnétique est μ ; la force électrique est représentée par :

$$E = F + \mu H u \sin(H \,.\, u).$$

F représente la force mécanique qu'exerce la charge en mouvement sur une charge-unité prenant part au mouvement.

M. Bucherer traite le cas où le conducteur chargé a la forme d'un ellipsoïde de révolution et se déplace dans la direction de l'axe de rotation. M. L.

P. DRUDE. — **Zur Messung der Dielektricitäts konstante vermittelst elektrischer Drahtwellen (Mesure des pouvoirs inducteurs au moyen des ondes électriques dans les fils). — P. 336-348.**

Ce mémoire donne quelques indications relatives à la réalisation pratique de la méthode décrite précédemment. Il recommande en

particulier l'emploi d'un petit transformateur de Tesla pour alimenter l'excitateur.

En général, une onde émise dans le cercle primaire provoque dans le cercle et les fils secondaires la formation de deux ondes de longueur différente. On peut régler l'appareil de façon que ces longueurs soient à peu près dans le rapport 2 : 1. Il est possible alors de placer le tube indicateur à la fois sur un nœud de l'une des vibrations et sur un ventre de l'autre. La première n'agit plus sur le tube et la seconde est dans les conditions les plus favorables pour produire la luminescence.

M. L.

M. WIEN. — Ueber die Polarisationkapacität des Palladiums (Sur la capacité de polarisation du palladium). — P. 372-388.

Il s'agit ici de la polarisation mesurée au moyen des courants alternatifs : le voltamètre ne se comporte pas simplement comme un condensateur; il éprouve aussi une augmentation apparente de résistance.

Le palladium poli a les mêmes propriétés que le platine poli; ce résultat paraît indiquer que l'absorption du gaz ne joue pas un grand rôle dans le phénomène, car le palladium absorbe de très grandes quantités d'hydrogène et le platine très peu en comparaison.

En portant le palladium à l'incandescence, on augmente beaucoup sa capacité de polarisation; mais les autres phénomènes restent les mêmes. La capacité est devenue plus grande seulement parce que, le métal étant devenu poreux, sa surface a augmenté.

En saturant l'électrode d'hydrogène, on augmente la capacité et la différence de phase.

Les électrodes de palladium, recouvertes de noir de palladium, ont une capacité plus grande que les électrodes de platine platiné. Leurs propriétés varient, d'autre part, suivant que le dépôt de palladium a été formé dans une dissolution de chlorure contenant ou ne contenant pas d'acétate de plomb.

M. L.

N° 7.

P. EVERSHEIM. — **Bestimmung der Leitfähigkeit und Dielektricitätskonstanten von Lösungsmitteln und deren Lösungen in ihrer Abhängigkeit von der Temperatur bis über den kritischen Punkt** (Mesure de la conductibilité et du pouvoir inducteur des dissolvants et des dissolutions; leur variation avec la température jusqu'au delà de la température critique). — P. 539-567.

Les expériences ont porté sur l'anhydride sulfureux, contenant en dissolution KCl, KBr, RbI, sur l'éther, le gaz chlorhydrique dissous dans l'éther et sur le chlorure d'éthyle.

La conductibilité diminue d'une manière notable, brusquement, sans discontinuité pourtant, immédiatement avant la température critique. Le pouvoir inducteur éprouve une variation analogue.

Le maximum de conductibilité que fait prévoir la théorie d'Arrhénius correspond, d'après le calcul, à une température qui est le plus souvent bien supérieure à la température critique. M. L.

A. HAGENBACH. — Elektrolytische Zellen mit gasformigen Lösungsmitteln (Piles à dissolvant gazeux). — P. 568-575.

Une électrode de platine ordinaire et une électrode de platine cuivré, plongées dans de l'anhydride sulfureux liquide qui contient en dissolution de l'iodure de rubidium, forment un élément de pile.

La force électromotrice de cette pile, variable avec la température, est de l'ordre du dixième de volt. Au voisinage du point critique, elle reste à peu près constante et est la même, que les électrodes soient baignées par le liquide ou par la vapeur. M. L.

W. NERNST und E.-H. RIESENFELD. — **Ueber elektrolytische Erscheinungen an der Grenzfläche zweier Lösungsmitteln** (Phénomènes électrolytiques à la surface de séparation de deux dissolvants). — P. 600-609.

E.-H. RIESENFELD. — **Bestimmung der Ueberführungszahl einiger Salze in Phenol** (Détermination du nombre de transport de quelques sels dans le phénol). — P. 609-616.

E.-H. RIESENFELD. — Concentrations Ketten mit nicht mischbaren Lösungsmitteln (Piles de concentration à liquides non miscibles). — P. 616-625.

W. HITTORF. — Remarques sur le mémoire de MM. Nernst et Riesenfeld. T. IX, p. 243-247.

Les nombres de transport d'un même ion sont différents dans les deux dissolvants; les ions les traversent donc en nombre inégal et

par suite tendent à s'accumuler sur la surface de séparation. Ils ne peuvent se séparer du dissolvant comme à la surface d'une électrode métallique, et le phénomène se traduit seulement par un transport de l'électrolyte. La quantité d'électrolyte qui reste au voisinage de la surface de séparation dépend de la quantité d'électricité qui a passé et de la différence des nombres de transport dans les deux dissolvants.

Quant au partage entre les deux dissolvants, il se fait proportionnellement au produit du rapport des concentrations par le rapport des racines carrées des vitesses de diffusion.

Cette loi permet de déterminer le nombre de transport d'un ion dans l'un des dissolvants quand ce nombre est connu pour l'autre.

M. Riesenfeld a appliqué cette méthode aux dissolutions dans le phénol des chlorure, bromure et iodure de potassium et du chlorure de lithium.

Les nombres de transport des trois premiers sels sont égaux entre eux (0,81); celui de LiCl est un peu plus petit (0,77); tous quatre sont plus grands que les nombres correspondants dans l'eau.

Un autre procédé de détermination repose sur la mesure de la force électromotrice d'une pile de concentration formée par deux dissolvants non miscibles renfermant le même électrolyte. Les coefficients de partage sont différents pour l'anion et le cathion. Il tend donc à se produire une différence de concentration dans chacune des dissolutions entre l'anion et le cathion et, par suite, une différence de potentiel entre les deux dissolutions. On peut faire décrire à l'élément ainsi constitué un cycle réversible et calculer cette différence de potentiel, d'autre part la mesurer. La comparaison des résultats permet de déterminer le nombre de transport dans l'un des dissolvants, si on connaît l'autre. Les nombres trouvés diffèrent de ceux que donne la méthode précédente, sans qu'on puisse expliquer cette divergence d'une manière satisfaisante.

MM. Nernst et Riesenfeld avaient assimilé l'effet des membranes muqueuses intestinales, étudiées par M. Hittorf, à celui d'un deuxième dissolvant. M. Hittorf s'inscrit en faux contre ce rapprochement. A l'intérieur de la membrane, le dissolvant est le même qu'à l'extérieur; et les nombres de transport y sont les mêmes.

M. L.

G. BERNDT. — Gasspectra im Magnetfelde (Spectres des gaz dans un champ magnétique). — P. 625-643.

Lorsqu'on place un tube de Geissler dans un champ magnétique intense, le spectre du gaz luminescent subit, en général, certaines modifications. Le plus souvent ces modifications portent seulement sur l'intensité des lignes et des bandes.

Les raies de l'hydrogène perdent en intensité; mais la raie bleue devient plus intense que la rouge. Le spectre de l'hélium s'affaiblit aussi : c'est la raie jaune qui reste la plus brillante. Si un condensateur est en dérivation sur le tube, il apparaît des raies fines dans la partie violette et la partie bleue, et ces raies subsistent dans le champ magnétique ; les raies de l'hélium disparaissent, sauf la raie jaune.

Le spectre de l'iode devient plus brillant, surtout les raies vertes : de même celui du brome. Le spectre de l'oxyde de carbone varie d'intensité dans l'ensemble. L'auteur a encore étudié l'azote, le cyanogène, l'anhydride sulfurique, le méthane, le fluorure de silicium et l'argon.

Avec l'argon, les phénomènes sont très variés et dépendent de la manière dont le tube est excité.

D'une manière générale, la résistance du tube augmente quand il est placé dans un champ magnétique.

Le phénomène de Zeeman s'observe très difficilement sur la plupart des gaz, exception faite cependant pour l'hélium, dans lequel il est très net, et pour la vapeur de mercure.

M. L.

EDM. HOPPE. — Unipolare Induction (Induction unipolaire). — P. 663-675.

E. LECHER. — Bemerkung... (Remarque au mémoire de E. Hoppe). — T. IX, p. 248.

Un aimant tourne autour de son axe et le circuit induit comprend une partie fixe ou bien est entraîné tout entier dans le mouvement de rotation de l'aimant. Dans le premier cas, on observe le courant d'induction unipolaire ; dans le deuxième cas, rien. L'auteur en conclut que le magnétisme terrestre ne peut induire, par l'effet de la rotation du globe, aucune charge statique sur la surface, comme le

suppose la théorie d'Edlund. M. Lecher fait observer que, seules, des expériences effectuées avec des circuits ouverts permettent de décider si un aimant tournant autour de son axe prend une charge statique sur sa surface.

Max WIEN. — Ueber die Verwendung der Resonanz bei der drahtlosen Telegraphie (Emploi de la résonance dans la télégraphie sans fil). — P. 686-714.

Pour qu'un même récepteur puisse séparer les signaux envoyés par divers transmetteurs, il faut que sa sensibilité pour les ondes concordantes soit au moins double de cette sensibilité pour les ondes discordantes. Pour obtenir un rapport déterminé entre les sensibilités correspondant à deux fréquences, il faut que ces fréquences présentent une certaine différence que M. Wien appelle *discordance nécessaire*. Cette discordance nécessaire est d'autant plus petite que le maximum de la courbe de résonance est plus aigu, c'est-à-dire que l'amortissement des ondes est plus petit. D'autre part, plus la discordance nécessaire sera petite, plus sera grand le nombre des fréquences avec lesquelles on pourra télégraphier simultanément. Enfin, comme les transmetteurs ne se trouvent pas tous à la même distance, les signaux parviennent au récepteur avec des intensités inégales : ce qui oblige à prendre un rapport de sensibilité supérieur à 2. La dissonance nécessaire augmente, et le nombre des fréquences utilisables diminue de ce chef.

Fréquence et amortissement. — La longueur d'onde des oscillations employées est, en gros, égale à quatre fois la hauteur de l'antenne. Les longueurs d'onde réalisables se limitent donc à 100 mètres d'une part, à 1.000 mètres de l'autre (en chiffres ronds). Parmi les causes d'amortissement, la plus importante est le rayonnement d'énergie : la chaleur de Joule n'a qu'une influence négligeable : la dissipation d'énergie dans les diélectriques du condensateur peut être réduite à très peu de chose si on emploie des condensateurs à air ou à huile. L'amortissement dû à l'étincelle dépend de la résistance de cette dernière, qui est mal connue ; les évaluations varient de 10 à 0,1 ohm. Mais, quand il y a une grande capacité dans le circuit, cet amortissement est toujours faible.

En définitive, dans les conditions habituelles, l'ordre de grandeur de l'amortissement total est de 1/4.

Le rôle du cohéreur est aussi assez mal connu, qu'il se comporte

soit comme une grande capacité, soit comme une grande résistance. Dans la théorie, on peut le supposer installé de manière qu'il n'ait pas d'action sur l'état vibratoire du système.

Systèmes simples (Marconi, Slaby, Arco). — Le transmetteur et le récepteur se composent essentiellement d'un fil vertical isolé (antenne). Les oscillations sont produites dans le transmetteur lui-même, qui est chargé à un certain potentiel, puis se décharge dans le sol. La communication avec le sol peut, pour faciliter l'étude théorique, être remplacée par l'image électrique du fil dans le sol. L'ensemble du transmetteur et du récepteur est assimilable à un vibrateur et à un résonateur de Hertz, auxquels on peut appliquer la théorie de Bjerknes.

On trouve qu'il y a peu d'avantage à diminuer l'amortissement du récepteur. En admettant le rapport de sensibilité 2, en supposant de plus tous les transmetteurs à la même distance du récepteur, on pourra télégraphier simultanément, sans qu'un mélange soit probable, avec les longueurs d'onde : 100, 130, 169, 220, 286, 371, 482, 627, 815 (entre les limites 100 et 1.000 indiquées ci-dessus). Si l'on veut un rapport de sensibilité plus grand, 4 par exemple, les longueurs d'onde utilisables ne sont plus qu'au nombre de 5 : 100, 171, 293, 500 et 855.

Enfin, si la distance des transmetteurs au récepteur varie dans le rapport 1 : 3, il n'y a plus que 2 longueurs d'onde possibles : 100 et 355 ou 282 et 1.000.

Pratiquement, ces résultats sont insuffisants : la résonance est trop peu prononcée et la quantité d'énergie émise est trop faible.

Systèmes couplés. — Les systèmes couplés, introduits dans la télégraphie sans fil par Braun, constituent un grand progrès. Les oscillations sont produites dans un système presque fermé, partant à faible amortissement, et transmises à l'antenne, soit par conduction, soit par induction électromagnétique. (La différence entre les deux dispositifs correspond seulement à des termes du second ordre.)

Il se produit dans chacun des systèmes deux oscillations indépendantes, dont les périodes et les amortissements sont, en général, inégaux. Les périodes, les amortissements et les phases de ces oscillations dépendent des caractéristiques des deux systèmes :

Deux cas extrêmes sont à distinguer :

1° Le coefficient d'induction mutuelle des deux systèmes couplés est grand vis-à-vis du coefficient d'induction propre de chacun

d'eux. Les deux oscillations ont même amortissement, mais des périodes différentes. Il se produit des battements qui augmentent de beaucoup l'amplitude maxima des variations de potentiel et, par suite, la portée des signaux. L'énergie correspondant à la charge du condensateur est relativement faible ; mais la décharge se produit dans un temps très court; l'émission d'énergie a lieu sous une forme en quelque sorte explosive. La puissance est très grande, et c'est d'elle que dépend l'effet sur le cohéreur;

2° Le coefficient d'induction mutuelle est petit vis-à-vis des coefficients d'induction propre. Les deux oscillations ont même période, mais sont inégalement amorties. Il suffit de tenir compte de la moins amortie. L'amplitude maxima du potentiel est diminuée : en revanche, l'amortissement est plus faible, ce qui permet de réaliser une résonance plus parfaite.

Le premier dispositif se prête à la transmission à longue portée ; le second, à la transmission à faible distance, par des signaux relativement peu intenses et susceptibles d'impressionner seulement les récepteurs avec lesquels ils sont accordés. Il est évident qu'entre ces deux extrêmes se placent une infinité de dispositifs intermédiaires, parmi lesquels on peut choisir le mieux approprié aux circonstances.

Récepteur. — Le cohéreur est sensible aux maxima de différence de potentiel. Le récepteur doit, par conséquent, être installé de manière à accroître ces maxima, c'est-à-dire lui donner une grande self-induction et une faible capacité. Il est possible aussi de rendre l'amortissement du secondaire négligeable vis-à-vis de ceux de l'antenne et de l'onde incidente.

Pour faciliter le réglage de la résonance, le récepteur sera l'image du transmetteur.

Si les systèmes sont à liaison prépondérante (1er cas limite), l'amplitude des oscillations est peu augmentée (par comparaison avec les systèmes simples) ; la résonance est aussi nette. La portée des signaux est très grande (environ 35 fois plus grande), mais les mélanges sont à craindre.

Si les systèmes sont à amortissement prépondérant, la portée n'est pas beaucoup plus grande que celle des systèmes simples, mais la résonance est plus accusée. Avec le rapport de sensibilité 2, un récepteur peut communiquer avec 680 transmetteurs placés à la même distance, dont les longueurs d'onde seraient comprises entre 100 et 1.000 mètres. Avec le rapport de sensibilité 4, et en suppo-

sant que la distance des transmetteurs puisse varier de 1 à 10, il serait possible encore d'utiliser 49 transmetteurs.

Il n'est pas inutile de remarquer que de tels résultats exigent un réglage très exact de la résonance, surtout pour les systèmes à faible amortissement : primaire du transmetteur et secondaire du transmetteur. Les périodes ne doivent pas différer de plus de 1/1.000 de leur valeur.

Pratiquement, ce système, renfermant des organes aussi capricieux que l'étincelle et le cohéreur et dont le fonctionnement exige une quadruple résonance, serait d'un maniement fort délicat.

M. L.

P. SCHULZE. — Ueber das unifilare Magnetometer (Sur le magnétomètre unifilaire). — P. 714-719.

Dans les appareils de mesure et, en particulier, dans les variomètres, on emploie un aimant, dont la position d'équilibre, grâce à la torsion du fil de suspension, fait un certain angle avec le méridien magnétique. Dans ces conditions, les oscillations ou les déviations du barreau sont dissymétriques par rapport à la position d'équilibre. Cette dissymétrie peut devenir notable, et il y a lieu d'en tenir compte quand les appareils sont sensibles.

M. L.

R. KEMPF-HARTMANN. — Photographische Darstellung der Schwingungen der Telephonmembranen (Reproduction photographique des vibrations des membranes de téléphones). — P. 481-538.

Un miroir concave très léger est fixé, à la gomme laque, près du bord de la membrane d'un téléphone, et projette sur une pellicule photographique l'image d'un point lumineux très brillant. La pellicule est fixée sur la tranche d'une roue animée d'un mouvement rapide de rotation. Cette roue provoque, en temps opportun, l'ouverture et la fermeture de l'obturateur photographique.

L'auteur a d'abord étudié les inscriptions produites par une seule ouverture ou fermeture ou par des interruptions périodiques d'un courant continu, lancé dans la bobine du téléphone, et il a fait varier soit la self-induction du circuit, soit l'amortissement mécanique de la membrane. Les inscriptions ainsi obtenues présentent sans doute

une étroite parenté, mais sont cependant très distinctes d'aspect. Le voisinage de la période du courant et de celle du son fondamental ou de l'un des sons supérieurs que la membrane est susceptible de rendre par elle-même, peut modifier beaucoup les résultats.

Les expériences ont été faites soit avec le téléphone de Siemens et Halske, soit avec celui de Hartmann et Braun.

Un très grand nombre de photographies accompagnent le mémoire. Les dernières se rapportent aux vocables, chantés sur divers tons ou parlés. L'influence des vibrations propres de la membrane est toujours très sensible dès que la vibration forcée de la membrane se rapproche de ses vibrations propres.

E. B.

E. KOHL. — Ueber die Herleitbarkeit einiger Strahlungsgesetze aus einer W. Wien'sche Satze (Comment on peut déduire quelques lois du rayonnement d'une proposition de W. Wien). — P. 575-587.

L'auteur reprend les considérations qui ont conduit M. W. Wien (1) à énoncer la loi du *déplacement de la fréquence*, et, *de cette proposition que la variation d'énergie correspondant à chaque radiation dans le déplacement est entièrement transmise à la radiation déplacée*, il déduit, dans le cas d'un rayonnement adiabatique et lorsque la radiation peut se réduire à 3 composantes identiques : la loi de Bartoli-Boltzmann relative à la grandeur de la pression de radiation; la loi de Stefan; la loi de Wien. Recherchant ensuite les conséquences d'un autre mode de décomposition de la radiation, il montre que la densité de l'énergie dépend alors non seulement de la température, mais de la manière dont le rayonnement l'acquiert, et qu'il n'est pas possible de décider par cette voie jusqu'à quel point la loi de Stefan s'applique au rayonnement libre.

P. Lugol.

N. SCHILLER. — Das Gesetz der Partialdichtigkeitsänderung eines Lösungsmittels mit der Concentration der Lösung (Loi de la variation de la densité d'un dissolvant avec la concentration de la dissolution). — P. 588-599.

Étude thermodynamique des dissolutions non saturées, par la méthode de la pression osmotique et des parois semi-perméables.

L. Marchis.

(1) *Wied. Ann.*, LII, p. 133; 1894.

HANS LEHMANN. — Photographie des ultraroten Spectren der Erdalkalimetallen (Photographie du spectre infra-rouge des métaux alcalino-terreux). — P. 643-651.

Extension aux métaux alcalino-terreux des recherches déjà faites sur les métaux alcalins [1]. Les spectres étaient produits en volatilisant dans l'arc le carbonate ou le chlorure. L'auteur a mesuré 13 nouvelles raies pour Ca, 12 pour Sr et 85 pour Ba. Voici les principales :

Ca : λ =		Sr : λ =		Ba : λ =
866,210 μμ	triplet	707,039	triplet	856,392
854,308		688,069		821,298
849,920		679,219		790,628
732,295	triplet	650,407		778,238
719,983				767,281
714,648				764,457
676,702				739,061
				728,025
				722,728
				712,085
				706,128

Le calcul des séries de Kayser et Runge donne pour Ca, vers 1.200 μμ, un triplet qui n'a pas été observé; en revanche, les deux triplets observés ne rentrent dans aucune de ces séries; mais, avec les triplets du spectre visible, ils forment une suite analogue à celle des doublets des métaux alcalins, dans lesquels la différence des fréquences diminue avec λ. Le premier triplet paraît coïncider avec trois lignes du spectre solaire.

Le triplet que donne le calcul pour Sr vers 1.350 μμ n'a pas été observé ; celui qui a été mesuré rentre dans une des séries secondaires de Kayser et Runge. Sr donne, de plus, un spectre de bandes à bords nets du côté des grandes longueurs d'onde, et superposé aux spectres de lignes, de :

λ = 688,069	à	λ = 673,942
622,589		648,225
636,589		624,237

Les lignes rouges de Ba sont remarquables par leur intensité.

P. LUGOL.

---

(1) *Drude's Ann.*, t. V, p. 638 ; 1901 ; — *J. de Phys.*, 3e série, t. X, p. 624 ; 1901.

K. SCHAUM et F. SCHŒNBECK. — Unterkühlung und Krystallisation von Schmelzflüssen polymorpher Stoffe (Surfusion et cristallisation de liquides provenant de la fusion de substances polymorphes). — P. 652-662.

Les auteurs étudient les diverses circonstances qui influent sur le phénomène de la surfusion de certaines substances. Parmi ces conditions expérimentales, celles qui favorisent la surfusion sont :

1° L'emploi d'une petite quantité de substance et l'existence de petites surfaces de contact avec le système qui limite le corps étudié;

2° Un repos aussi complet que possible;

3° Un refroidissement lent.

Les auteurs remarquent qu'il est impossible d'éviter ce qu'ils appellent les *parties critiques* des parois des vases, c'est-à-dire les points où se forment d'abord les cristaux qui entraînent la solidification totale d'un liquide surfondu. Mais ils se demandent si, par des procédés convenables, on ne peut pas éliminer cette influence, et c'est là l'objet de leur mémoire.

Ce travail porte sur le benzophénone.

Les principales conclusions sont les suivantes :

1° La limite de métastabilité (domaine dans lequel on peut observer la surfusion) peut, pour les *parties critiques*, être reportée à de hautes températures;

2° Les *parties critiques* ont une action très variable; elles provoquent d'une manière très inégale la cristallisation de diverses modifications et peuvent, en partie, devenir inaptes à produire cette cristallisation par des échauffements répétés du système;

3° Le benzophénone fondu subit, par suite d'un grand échauffement, une modification dont on ne s'est pas rendu compte; dans cet état, le liquide surfondu ne subit presque plus l'influence des *parties critiques*, c'est-à-dire que ces parties de la paroi ne provoquent plus à un même degré la cristallisation; de même la modification métastable provenant de ce liquide transformé ne subit presque plus l'influence des actions extérieures.

L. MARCHIS.

CARL FORCH. — Das Brechungsvermögen von Lösungen in Schwefelkohlenstoff (Indices de réfraction de quelques solutions dans le sulfure de carbone). — P. 675-685.

Les substances étudiées sont le soufre, la naphtaline, l'éther, le chloroforme, l'huile de paraffine et l'huile de ricin ; la méthode est celle de Soret pour l'observation de la dispersion anomale. Une lunette vise normalement, à travers une cuve à faces parallèles partagée, par une cloison, diagonale en deux cavités prismatiques, une règle divisée, en verre, éclairée par derrière avec un brûleur à sodium ; la différence des lectures faites quand les deux prismes contiennent le dissolvant pur et quand l'un d'eux contient la solution, permet de calculer facilement la différence des indices n_2 de la solution et n_1 du sulfure de carbone en fonction de n_1 et des constantes de l'appareil. La variation de $n_2 - n_1$ avec la concentration, pour la naphtaline, est trop faible pour qu'on en puisse tirer des conclusions ; pour les autres substances étudiées, la valeur absolue de $n_2 - n_1$ croît avec la concentration : à peu près proportionnellement pour le chloroforme, plus vite pour le soufre, moins vite pour les autres substances, comme le montre la valeur de $\frac{n_2 - n_1}{p}$, où p représente la masse dissoute dans 100 grammes de solution. Dans tous les cas, $a = \frac{n_2 - n_1}{p}$ se rapproche de $b = \frac{\text{ind. corps} - \text{ind. CS}^2}{100}$. Les résultats relatifs au soufre s'accordent bien avec ceux de Berghoff[1] pour les concentrations de 9 à 20 0/0, moins bien pour les autres.

Soufre à 17°,5	p variant de	1,227 à	26,44
Huile de paraffine à 16°		9,96	48,24
Huile de ricin à 14°,3		4,84	37,39
Éther à 16°		2,26	20,56
Chloroforme à 16°		5,44	49,28

Soufre à 17°,5	$a \times 10^6$ varie de	2.320 à	2.554
Huile de paraffine à 16°		— 2.325	— 1.889
Huile de ricin à 14°,3		— 2.220	— 1.910
Éther à 16°		— 5.390	— 4.404
Chloroforme à 16°		— 1.817	— 1.822

Soufre à 17°,5	$b \times 10^6 =$	4.100
Huile de paraffine à 16°		— 1.480
Huile de ricin à 14°,3		— 1.520
Éther à 16°		— 2.760
Chloroforme à 16°		— 1.835

P. LUGOL.

---

[1] *Zeitschr. für physik. Chemie*, XV, p. 431 ; 1894.

N° 8.

R. H. WEBER. — Elektromagnetische Schwingungen in Metallröhren (Oscillations électromagnétiques dans les tubes de métal). — P. 721-752.

Il serait très difficile de traiter ce problème dans toute sa généralité : on ne peut supposer *a priori* que les oscillations soient symétriques par rapport à l'axe du tube.

On simplifie en supposant que la conductibilité du métal est infinie et qu'au temps $t = 0$, l'oscillation est indépendante de la coordonnée axiale z.

L'intégrale générale des équations différentielles s'exprime au moyen des fonctions de Bessel J_0, J_1...

Si a est le rayon intérieur du tube (l'épaisseur du métal est supposée infinie), l la longueur d'onde, on a deux séries de solutions :

1°

(1) $$l = \frac{2\pi}{\lambda_n^\nu} a,$$

où λ_n^ν représente la valeur de x correspondant à la ν^e valeur extrême de $J_n(x)$.

2°

(2) $$l = \frac{2\pi}{\gamma_n^\nu} a,$$

où γ_n^ν est la racine ν^e de $J_n(x)$.

Dans ces équations, n et ν peuvent prendre toutes les valeurs entières de 0 à ∞.

La première représente une série de vibrations non harmoniques : ce sont celles qu'on réalise d'ordinaire.

L'autre représente les vibrations déduites des précédentes par la permutation du vecteur électrique et du vecteur magnétique : elles n'ont pas encore été observées.

$n = 0$: On a la vibration symétrique par rapport à l'axe :

$$l_0^1 = \infty, \qquad l_0^2 = 1{,}64a.$$

$n = 1$: On a les premières vibrations dissymétriques par rapport à l'axe (observées par von Lang, Drude, Becker) :

$$l_1^1 = 3{,}415a, \qquad l_1^2 = 1{,}179a.$$

$n = 2$:

$$l_2^1 = 2{,}06a, \qquad l_2^2 = 0{,}936a.$$

Une vibration axiale ne peut donner naissance à une onde : seule une vibration oblique produit une onde par réflexions successives sur les parois.

Les expériences effectuées sur l'onde fondamentale et sur la première vibration supérieure ($n = 2$) donnent, aux erreurs de mesure près, les longueurs d'onde calculées.

M. L.

A. MÖHLMANN. — Ueber Ausstrahlung hochgespannter Wechselstrome von hoher Frequenz aus Spitzen (Rayonnement des courants de haute tension et de haute fréquence par les pointes). — P. 768-787.

La pointe est reliée à l'un des pôles secondaires d'une bobine d'induction, dont l'autre pôle communique avec le sol. La bobine est alimentée par le courant exactement sinusoïdal d'une commutatrice de Hummel.

Vis-à-vis de la pointe se trouve un disque relié à un condensateur et à un électromètre de Thomson.

Le rayonnement de la pointe vers le disque suit les mêmes lois que si la pointe était reliée au pôle d'un transformateur de Tesla (Himstedt). Si le disque est très voisin de la pointe, il prend une charge positive; s'il est plus éloigné, il prend une charge négative.

Pour une position déterminée entre les deux, la charge est nulle.

Les phénomènes sont à très peu près les mêmes quand la bobine est alimentée par un courant continu interrompu : le signe de la charge du disque ne dépend pas du sens du courant primaire.

La position du disque pour laquelle la charge est nulle dépend seulement du potentiel de la pointe, et est d'autant plus écartée de la pointe que ce potentiel est plus élevé : elle ne dépend pas de la fréquence du courant.

M. L.

C. CHRISTIANSEN. — Unipolare elektrische Ströme in Elektrolyten (Courants électriques unipolaires dans les électrolytes). — P. 787-798.

Aux caractères que l'auteur attribue à ces courants, il est aisé de reconnaître les courants de dépolarisation, dus à la diffusion de l'hydrogène dégagé à la cathode, dans la masse de l'électrolyte.

M. L.

A. EINSTEIN. — Ueber die thermodynamische Theorie der Potentialdifferenz zwischen Metallen und vollständig dissociirten Lösungen ihrer Salze und über eine elektrische Methode zur Erforschung der Molekularkräfte (Théorie thermodynamique de la différence de potentiel entre les métaux et les dissolutions complètement dissociées de leurs sels. Méthode électrique pour l'étude des forces moléculaires). — P. 798-815.

Étude théorique, supposant qu'on peut, sans se mettre en désaccord avec l'expérience, appliquer le principe de Carnot à des mélanges physiques sur les éléments desquels agissent des forces qui admettent un potentiel.

La différence de potentiel entre un métal et la dissolution complètement dissociée d'un de ses sels est indépendante de l'élément électronégatif et fonction seulement de la concentration des ions métal. Ceci suppose que la valence du métal est la même dans tous les sels.

Cette différence de potentiel dépend de la nature du dissolvant : on peut déduire de là une méthode pour l'étude des forces moléculaires dans les liquides.

M. L.

J. STARK. — Der Ionenstoss als Ionisator in neueren Versuchen (Le choc des ions agissant comme ionisant : son rôle dans les expériences récentes). — P. 815-828.

Dans la plupart des expériences récentes sur le passage du courant dans les gaz, le courant est mixte : il est transporté en partie par des ions que produit un ionisant extérieur, en partie par les ions qu'il libère lui-même. Ces derniers proviennent des molécules neutres ionisées par le choc des ions mis en mouvement par la première cause. D'autre part, par suite des effets électrolytiques, le courant fait disparaître un certain nombre d'ions. Il résulte de ce dernier phénomène que l'intensité du courant croît moins vite que la différence de potentiel. Si le nombre des ions disparus pendant l'unité de temps est égal au nombre de ceux que produit la cause extérieure, l'intensité devient indépendante de la différence de potentiel (intensité de saturation). Cette saturation correspond par suite à une différence de potentiel d'autant plus grande que la cause extérieure fournit plus d'ions pendant l'unité de temps.

Si on fait croître notablement la différence de potentiel au delà de cette limite, l'intensité recommence à croître ; cette augmentation indique qu'une nouvelle cause d'ionisation intervient. Cette cause n'est autre que le choc des ions en mouvement contre les molécules neutres.

Toutes choses égales d'ailleurs, cet ionisant commencera à intervenir pour une différence de potentiel d'autant moindre que le trajet libre moyen des ions est plus court : c'est-à-dire que la pression du gaz est moindre ou que la chute de potentiel à l'intérieur du gaz est plus rapide.

En déterminant cette différence de potentiel, on peut en déduire la tension d'ionisation ; elle représente une limite supérieure de cette tension.

Les expériences de Townsend, de Stoletow, de Lenard, de Kreusler, de von Schweidler, de Mac Clelland, de Kirkby s'interprètent aisément dans un sens favorable à cette manière de voir.

J. STARK. — Einfluss der Temperatur auf die Ionisirung durch Ionenstoss (Influence de la température sur l'ionisation par le choc des ions). — P. 829-842.

Une élévation de température diminue le travail d'ionisation, mais cette diminution n'est notable qu'aux températures atteignant le rouge vif.

D'autre part, la température influe sur l'ionisation en faisant varier le trajet libre moyen des ions. Supposons que ce trajet libre augmente : un ion pourra acquérir le long de ce trajet l'énergie nécessaire pour provoquer l'ionisation par son choc, pour une valeur plus petite du gradient de potentiel. La valeur limite du gradient pour laquelle l'ionisation par choc se produit diminue donc quand on élève la température à pression constante.

En même temps, l'énergie cinétique des ions est moins absorbée ; il en résulte une diminution de l'ionisation et de la luminescence du gaz. En particulier, la diffusion des rayons cathodiques, dans un gaz à pression constante, décroît quand la température s'élève ; elle est, dans de très larges limites, indépendante de la température si le gaz est maintenu sous volume constant.

La différence de potentiel initiale de la décharge décroît si on élève la température de l'électrode en maintenant la pression du gaz constante, mais reste indépendante de la température si le volume du

gaz est invariable (expériences d'Overbeck, de Bichat, de Warburg).

La différence de potentiel explosive n'est qu'un cas particulier de la précédente et doit suivre la même loi. En fait, Harris et Cardani l'ont trouvée indépendante de la température dans un gaz maintenu à volume constant.

Comme la différence de potentiel initiale dépend de la densité du gaz seulement, sa variation doit être la même, que le changement de température du gaz ait été obtenu par l'élévation de température ou par l'abaissement de la pression. C'est en effet ce que montrent les expériences de Heydweiller, Borgesius, Macfarlane, Baille, Pandolfi. Herwig, Wesendonck, Macfarlane ont trouvé aussi qu'il suffisait d'une élévation de température localisée à la surface de l'électrode; cette observation est d'accord avec la présente théorie.

Dans la lumière positive, le gradient varie en raison inverse de la température absolue ou n'en dépend pas selon que le gaz est maintenu sous pression constante ou sous volume constant (expériences de G.-C. Schmidt).

Si l'élévation de température est limitée à une certaine région de la lumière positive, le gradient diminue dans cette région. S'il y a des strates, la longueur de celle qui est chauffée augmente en effet, la densité du gaz diminuant; le trajet libre moyen des ions devient plus long.

L'épaisseur de la couche de lumière négative croît par une élévation de température au voisinage de la cathode, si on maintient invariables la pression du gaz et la chute de potentiel à la cathode.

La chute de potentiel cathodique normale est, dans de larges limites, indépendante de la température aussi bien que de la pression. La chute anormale croît, au contraire, rapidement quand on diminue la pression, la température restant constante. Si la pression est constante, elle croît avec la température, suivant la diminution de la densité.

D'une manière générale, dans les déterminations des différences de potentiel de décharge (explosives, initiales ou minima), il faut tenir compte de l'élévation de température provoquée par le passage du courant.

M. L.

FR. STREINTZ. — Leitvermögen und Atomwärme der Metalle (Conductibilité et chaleur atomique des métaux). — P. 847-854.

La loi de Clausius, d'après laquelle la résistance serait proportionnelle à la température absolue, ne se vérifie plus sur les métaux plus purs obtenus à présent.

Le mercure et le thallium mis à part, les métaux ont un coefficient de température (pour la résistance) d'autant plus grand qu'ils sont plus fusibles. L'influence de la température est particulièrement grande sur la résistance des métaux qui ont à la fois un petit poids atomique et un petit volume atomique.

M. L.

A. GARBASSO. — Ueber die Entladungen eines Kondensators durch *n* parallelgeschaltete Drähte (Décharges d'un condensateur à travers *n* fils disposés en dérivation). — P. 908-924.

L'auteur traite le problème en tenant compte de l'induction propre et de l'induction mutuelle des fils, mais en négligeant leur capacité.

M. L.

EGON R. von OPPOLZER. — Erdbewegung und Aether (Le mouvement de la terre et l'éther). — P. 898-907.

Doppler a établi (1) que, si un rayon lumineux traverse un milieu capable de le propager, et tournant autour d'un axe, ce mouvement détermine une déviation que Doppler appelle *rotatoire*, et qui se superpose à la déviation due à la réfraction. M. Michelson (2) a montré que l'aspect des phénomènes lumineux à la surface de la terre peut être expliqué de trois manières : 1° la terre se meut à travers l'éther (ou peut-être se laisse traverser par lui) sans qu'il y ait influence mutuelle ; 2° la longueur de tous les corps est modifiée par leur mouvement dans l'éther ; 3° la terre entraîne avec elle l'éther jusqu'à une distance de quelques milliers de kilomètres de sa surface.

---

(1) *Ueber eine bei jeder Rotation des Fortpflanzungsmittels sich einstellende Ablenkung der Licht und Schallstrahlen*; — BÖHM, *Gesellsch. de Wissensch.*, *Neue folge*, V, p. 419 ; 1845. Les travaux de Doppler sont réédités.

(2) *American Journ. of Sc*, 4e série, III, p. 475 ; 1897.

L'auteur, après avoir établi que les observations astronomiques que l'on possède ne permettent pas de mettre sûrement en évidence, indépendamment de l'aberration, la déviation qui résulterait du troisième point de vue, indique un plan d'expériences de laboratoire, réalisable. Un disque un peu épais, en flint, de 1 mètre de diamètre, et tournant autour de son axe, à raison de 1.800 tours par minute, donnerait, à un rayon cheminant suivant un de ses diamètres, une déviation rotatoire de 0,226″ si l'éther est complètement entraîné par le mouvement du disque, de 0,151″ en admettant le coefficient d'entraînement de Fresnel. Cette expérience présenterait un grand intérêt, le mouvement de la matière étant normal à celui de la lumière. Elle permettrait de plus de soumettre à une vérification les idées de Lorentz, d'après lesquelles, l'éther restant en repos pendant le mouvement du disque, aucune rotation ne pourrait être observée.

P. Lugol.

A. SCHMAUSS. — Magnetische Drehung der Polarisationsebene innerhalb eines Absorptionstreifens (Rotation magnétique du plan de polarisation dans une bande d'absorption). — P. 842-846.

Ces recherches, continuation d'expériences précédentes [1], s'adressent au tournesol, au bleu d'aniline et à un cube de verre de didyme. Elles confirment deux conclusions de la théorie donnée par M. Voigt [2] des phénomènes magnéto-optiques :

1° La rotation maxima dans une bande d'absorption est presque indépendante de l'intensité du champ ;

2° Une rotation *négative* dans une bande d'absorption décroît quand le champ magnétique croît.

P. Lugol.

---

(1) *Drude's Ann. der Phys.*, t. II, p. 80 ; 1900 ; — *J. de Phys.*, 3e série, IX, p. 551 ; 1900.
(2) *Wied. Ann.*, t. LXVII, p. 354 ; 1899 ; — *Drude's Ann. d. Phys.*, t. VI, p. 792 ; 1901.

PHILOSOPHICAL MAGAZINE;

6e série, t. IV; juillet 1902.

RUTHERFORD and Miss BROOKS. — Comparison of the Radiations from Radioactive Substances (Comparaison des radiations de diverses substances radioactives). — P. 1-23.

Dans cette étude, les auteurs ont employé la méthode électrique connue : la substance radioactive ionise l'air compris entre deux plateaux entre lesquels existe une différence de potentiel, et qui sont reliés par un électromètre à quadrants. On lit la variation de la déviation de l'aiguille de l'électromètre.

L'uranium donne naissance à deux espèces de radiations.

L'une, α, la plus intense, n'est pas déviée par un champ magnétique et est moins pénétrante que la seconde.

La seconde, β, est déviée par un champ magnétique de la même façon que celle du radium, de sorte qu'on peut la supposer, comme cette dernière, produite par des ions électrisés négativement, tout comme les rayons cathodiques.

Cette variation β est absorbée par les diverses substances. Le rapport $\frac{\lambda}{\delta}$ du coefficient d'absorption λ à la densité δ est sensiblement le même (5,5) pour le verre, le mica, l'ébonite, le bois, le carton, le fer, l'aluminium, mais a une valeur plus grande pour le cuivre, l'argent (7), le plomb (10,8), l'étain (13,2).

Les radiations non déviables par l'aimant, données par les diverses substances étudiées (uranium, thorium, polonium, radium), ont un pouvoir de pénétration différent à travers les métaux ou à travers l'air.

L'ordre est le suivant : thorium, radium, polonium, uranium.

Ces radiations ne peuvent donc être attribuées à une impureté commune à toutes ces substances.

Le rapport $\frac{\lambda}{\delta}$ du coefficient d'absorption à la densité est grossièrement le même pour l'air et pour l'aluminium, mais n'a plus du tout la même valeur pour les autres métaux. Pour l'étain en particulier, λ est le même que pour l'aluminium, bien que la densité soit trois fois plus grande.

En outre, le radium et le thorium ont la remarquable propriété d'émettre constamment une « émanation » radioactive, qui se comporte en tous points comme un gaz radioactif.

Elles diffèrent d'ailleurs l'une de l'autre par la décroissance de leur pouvoir radiant avec le temps. Celui de l'émanation du thorium tombe à moitié de sa valeur au bout d'une minute, celui de l'émanation du radium ne diminue que très lentement.

Cette émanation donne naissance au phénomène compliqué de la radioactivité « excitée ». Un corps qui a reçu cette émanation devient à son tour radioactif. Les radiations ainsi excitées ne sont pas déviables par l'aimant, ont à peu près le même pouvoir de pénétration, soit qu'elles proviennent du radium ou du thorium, mais n'ont pas la même vitesse de décroissance.

Cette radioactivité « excitée » ne serait pas produite uniquement par le thorium et le radium. Elster et Geitel ont indiqué, en effet, qu'un fil électrisé négativement, placé dans l'air libre à l'abri de toute contamination possible de substances radioactives, deviendrait aussi radioactif. Cette radioactivité décroîtrait avec une vitesse différente de celle des précédentes, et aurait un plus grand pouvoir de pénétration.

PERREAU.

C. BARUS. — The Sizes of the Water-Particles producing the Coronal and Axial Colours of Cloudy Condensation (Dimensions des particules d'eau qui produisent les couleurs coronales et axiales des nuages de condensation). — P. 24-29.

Lorsque, dans un espace où l'on a introduit des noyaux de condensation, par exemple de la fumée de charbon, on fait détendre de la vapeur d'eau sursaturée, il se produit un nuage de condensation qui donne naissance au phénomène des couronnes. De plus, le nuage, observé axialement, présente une couleur due à un phénomène spécial d'absorption.

Après une première introduction de noyaux de condensation, on peut, par une série de détentes adiabatiques, réduire le nombre de noyaux de condensation d'après une loi connue. En poussant jusqu'à 29 le nombre des détentes successives, l'auteur a ainsi fait varier le nombre des noyaux de charbon dans le rapport de 1.000 à 1,1, et obtenu, pour le diamètre des gouttelettes condensées, des nombres croissant de $0^{cm},000260$, valeur initiale correspondant à

0,3 noyau par centimètre cube, à $0^{cm},002530$, valeur finale correspondant à 0,009 noyau par centimètre cube.

E. B.

DURACK. — Lenard Rays (Sur les rayons de Lenard). — P. 29-45.

L'auteur a mesuré la vitesse des rayons de Lenard quand la pression de l'air à l'intérieur du tube, par suite quand la tension de décharge varie. Pour cela, le tube de Lenard est prolongé par un *tube d'observation* contenant la chambre noire, avec sa plaque photographique, placée à une distance d de la fenêtre du tube.

Un électro-aimant permet de dévier les rayons. On mesure, grâce à la photographie, la déviation δ des rayons.

La formule de J.-J. Thomson :

$$v = H \frac{e}{m} \frac{d^2 + \delta}{2\delta},$$

donne la vitesse. On a trouvé des valeurs variant de $5 \cdot 10^9$ centimètres par seconde, pour la plus haute tension de décharge, à $3,2 \cdot 10^9$ pour la plus basse.

La photographie montrait en même temps une variation d'intensité de la tache, qui était faible pour les grandes vitesses, et avait son maximum juste au moment de la disparition des rayons de Lenard. A ce moment même, on eut deux images ; la seconde, non déviée, due sans doute aux rayons X ou à l'éclairement de la fenêtre.

Cette remarque conduisit à l'étude de la variation d'énergie avec la pression dans le tube. On mesura, pour cela, l'ionisation produite par les rayons. On plaça dans le *tube d'observation* un cylindre d'aluminium à fond plat, de 1 millimètre d'épaisseur, percé en son centre d'un trou de 1 millimètre de diamètre. Une plaque p d'aluminium, reliée à un électromètre à quadrants par un fil protégé par un écran contre les actions électrostatiques, était placée, derrière le fond du cylindre, à une distance de 4 millimètres. Entre le cylindre et la plaque p existait une différence de potentiel de 440 volts, suffisante pour obtenir la saturation.

L'expérience montra que la conductibilité croît beaucoup quand la pression dans le tube Lenard diminue ; minimum pour les basses pressions, elle croît constamment jusqu'à un maximum lors de la disparition des rayons de Lenard, puis décroît jusqu'à 0.

En plaçant le cylindre à des distances différentes de la fenêtre, on trouva que le courant produit par les rayons de Lenard est en raison inverse du carré de la distance.

D'autres expériences furent faites pour mesurer en même temps le courant charrié par les rayons de Lenard et leur pouvoir ionisant. La fenêtre, portée par une plaque de zinc, sert cette fois d'anode. Sur la plaque de zinc repose une bouteille portant une plaque d'aluminium distante de la plaque de zinc de 2 millimètres. Cette plaque, de 7 centimètres de diamètre, de 2 millimètres d'épaisseur, est supportée par une tige passant dans un bouchon d'ébonite qui ferme la bouteille, reliée, d'autre part, à une trompe à vide et à une jauge de Mac Leod.

Les rayons de Lenard, passant à travers la fenêtre, viennent frapper la plaque d'aluminium et l'électrisent négativement pendant que, en chemin, ils ionisent le gaz entre les plaques.

En mettant une assez grande force électromotrice, on peut obtenir la saturation et recueillir tous les ions.

Soient p la pression du gaz dans la bouteille, d la distance de la plaque d'aluminium à la fenêtre, α_p le nombre de paires d'ions produits par un ion Lenard passant à travers 1 centimètre sous une pression p, N_0 le nombre d'ions passant à travers la fenêtre par seconde, e la charge de l'un d'eux.

Le courant dû aux rayons de Lenard est $-N_0e$.

Si la plaque est chargée positivement, avec une force électromotrice saturante, le courant observé est :

$$\gamma_1 = -N_0e(1 + \alpha_p d).$$

Si elle est électrisée négativement, il est :

$$\gamma_2 = -N_0e(1 - \alpha_p d).$$

La mesure de γ_1 et de γ_2 permet d'obtenir N_0e et α_p.

On a construit la courbe donnant les variations du courant de Lenard en fonction de la pression dans le tube de décharge. Ce courant croît quand la pression diminue, avec une chute brusque, tout comme le faisait pressentir la photographie.

α_p a été mesuré pour des pressions très éloignées de celles pour lesquelles les rayons X prennent naissance. On a obtenu $\frac{\alpha_p}{p} = 0,43$.

M. Townsend, opérant sur l'ionisation produite par les rayons X,

a obtenu, dans les mêmes conditions, $\frac{\alpha_p}{p} = 21$. L'auteur essaie d'expliquer cette différence par une vitesse différente des ions et de trouver une interprétation d'une telle dépendance dans la charge induite à l'intérieur d'une molécule quand un ion la traverse.

PERREAU.

W.-C. BAKER. — On the Hall Effect in Gold for Weak Magnetic Fields (Sur l'effet de Hall dans l'or pour de faibles champs magnétiques). — P. 72-84.

Pour des champs compris entre 12 et 700 C. G. S., l'auteur trouve une valeur invariable de la constante de l'effet Hall, pour l'or. Cette valeur est identique à celle qui fut trouvée par Hall lui-même.

Du rapprochement des expériences de M. Baker avec celles de Kundt (1), qui furent poussées jusqu'à 21.500 C. G. S., on peut conclure que le coefficient de Hall est invariable de 12 à 21.500 C. G. S.

E. B.

W.-N. HARTLEY. — An Investigation into the Composition of Brittle Platinum (Recherches sur la composition du platine friable). — P. 84-89.

Débris de platine préparés pour l'usage dentaire. Leurs dimensions étaient si petites qu'on n'a pu qu'à grand'peine produire leurs spectres sans mélange de lignes de la matière employée comme support. Le platine friable s'est montré exempt de toute impureté métallique et doit, très probablement, sa fragilité à la présence de traces de phosphore ou de carbone.

E. B.

R.-G. STRUTT. — The Discharge of Positive Electrification by Hot Metal (Décharge de l'électrisation positive par des métaux chauds). — P. 98-103.

Guthrie a découvert que les métaux électrisés positivement perdent de l'électricité dès la chaleur rouge, tandis qu'il faut les chauffer au rouge blanc pour qu'ils perdent de l'électricité négative.

Grâce à de minutieuses précautions d'isolement, l'auteur a réussi à manifester la perte d'électricité positive à des températures infé-

(1) KUNDT, *Wied. Ann.*, t. XXXIII, p. 474; 1886.

rieures à 270° C. Une sorte d'électroscope à feuille d'or, chargé d'une quantité connue d'électricité positive, est mis en contact avec un fil métallique chauffé dans une étuve à température connue. On fait le vide dans l'électroscope et dans l'enceinte contenant le fil métallique, et on y maintient une pression de 1 centimètre de mercure, par exemple. On observe le temps nécessaire pour que la feuille d'or parcoure, par exemple, dix divisions de l'échelle d'un microscope micrométrique.

L'expérience montre que la rapidité de la déperdition croît très vite avec la température. Par exemple, avec un fil d'argent, le nombre de divisions, par heure, dont se déplaçait la feuille d'or a été :

Température........	15°	202°	236°	265°	277°	287°
Perte de déviation ...	0,14	0,59	2,70	6,5	13,5	30,0

La perte est plus rapide dans l'hydrogène que dans l'air. Le changement de la nature du métal n'exerce qu'une action médiocre, du même ordre de grandeur que celle d'une altération de la surface d'un même métal, modifiée par un chauffage plus ou moins prolongé, par exemple.

Une action chimique exercée par le gaz sur la surface métallique (réduction de l'oxyde de cuivre par l'hydrogène) ne paraît nullement favoriser la déperdition.

E. B.

W. VOIGT. — On the Behaviour of Pleochroitisch Crystals along the Directions in the Neighbourhood of an Optic Axis (Propriétés des cristaux pléochroïques dans des directions voisines des axes optiques). — P. 90-97 (1).

Dans un cristal pléochroïque, en même temps que trois coefficients principaux d'élasticité, on doit aussi considérer trois coefficients d'absorption principaux, dans des directions qui, en général, sont sans relation connue avec celles des axes d'élasticité.

De même que la considération des trois élasticités principales conduit à la définition de deux axes optiques situés dans le plan de la plus grande et de la plus petite élasticité, de même la considération des trois coefficients principaux d'absorption conduit à définir deux nouveaux axes, qu'on peut nommer axes d'absorption, situés dans le

(1) Ce mémoire résume un mémoire plus étendu paru dans le tome IX des *Annales de Drude*, p. 367-416.

plan de la plus grande et de la plus petite absorption, et dont les angles, avec les directions d'absorption principale, sont donnés par des formules identiques à celles qui définissent la position des axes optiques.

Soient A_1, A_2, B_1, B_2, les traces, sur une sphère, des directions des axes optiques et des axes d'absorption. Les positions des quatre points A_1, A_2, B_1, B_2 sont, *a priori*, tout à fait arbitraires.

Les formules générales auxquelles conduit la théorie indiquent que, dans chaque direction, peuvent se propager deux ondes polarisées elliptiquement, avec des vitesses de propagation et des coefficients d'amortissement différents.

Le mémoire de M. Voigt traite particulièrement le cas où les coefficients d'absorption principaux sont assez petits pour que les quantités de l'ordre de leurs carrés soient négligeables. L'auteur établit alors les propriétés remarquables d'axes qu'il nomme axes singuliers. Il y a deux axes singuliers au voisinage immédiat de chacun des axes optiques, mais dans un plan qui n'est pas celui des axes optiques eux-mêmes.

La direction de l'axe optique est bissectrice de celle des axes singuliers correspondants. Soient C_1, C'_1 les traces, sur la sphère, des axes singuliers correspondant, par exemple, à l'axe optique A_1.

M. Voigt énonce quatre théorèmes relatifs aux axes singuliers :

1° La différence des carrés des vitesses de propagation des ondes se propageant dans une direction voisine des axes singuliers, et, par conséquent, aussi la différence de ces vitesses qui sont très voisines entre elles, est constante sur des ellipses ayant C_1 et C'_1 pour foyer. Cette différence, nulle sur la droite qui joint les points C_1 et C'_1, devient de plus en plus grande à mesure que l'ellipse est plus ouverte.

2° Les paramètres qui déterminent l'absorption des deux ondes propagées dans une même direction sont constants le long d'hyperboles qui ont leurs foyers en C_1, C_1'. Ces deux paramètres ont une valeur commune k_0 le long de la droite C_1C_1', et, le long d'une hyperbole quelconque, s'écartent également, en sens contraire, de la valeur k_0;

3° Les ellipses de vibration correspondant aux deux ondes propagées dans une même direction ont des rapports d'axes constants le long de cercles dont les centres sont sur la droite C_1C_1', et dont les rayons sont tels que ces cercles coupent orthogonalement le

cercle décrit sur C_1C_1' comme diamètre. Les ellipses deviennent des cercles aux points C_1, C_1', et des droites sur l'axe (axe η) perpendiculaire à C_1C_1'. Le sens de giration est opposé de part et d'autre de ce dernier axe, mais est partout le même pour les deux ondes propagées dans une même direction;

4° Les axes principaux des deux ellipses de vibration sont rectangulaires; leur position est constante le long d'hyperboles équilatères dont les sommets sont sur la lemniscate qui a pour axe C_1C_1', et qui passe par les points C_1 et C_1'. L'axe C_1C_1', l'axe η et l'axe ξ, qui lui est perpendiculaire, sont un cas spécial de ces hyperboles. Pour déterminer les positions des axes de ces ellipses, il convient de s'appuyer sur le résultat théorique bien connu que, dans le cas d'une faible absorption, les vibrations, au voisinage des axes optiques, diffèrent à peine de celles qui conviennent aux cristaux transparents, et sont par conséquent presque rectilignes, selon les directions déterminées par la fameuse construction de Fresnel.

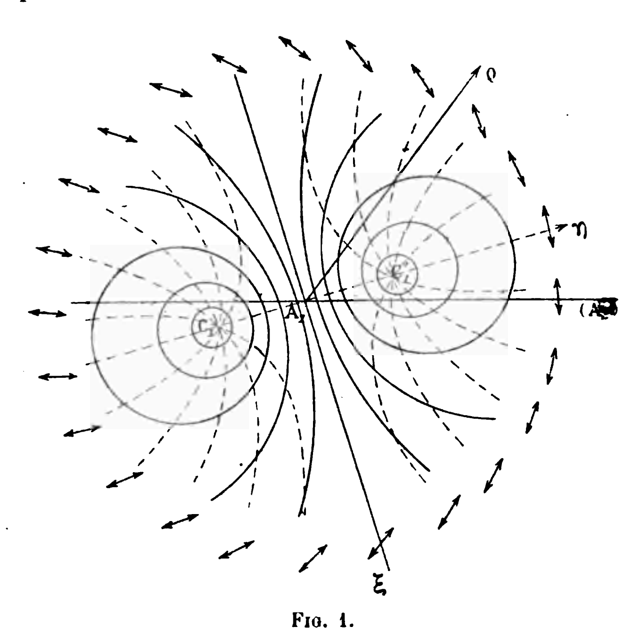


Fig. 1.

La *fig.* 1 représente les courbes correspondant aux propositions 3 et 4; les doubles flèches indiquent les directions de polarisation de l'onde ordinaire, quand l'absorption est infiniment

petite. Ce sont les directions des grands axes pour les ondes ordinaires, des petits axes pour les ondes extraordinaires, sur les branches des hyperboles voisines de ces flèches.

Si l'on considère les phénomènes produits par une lame cristalline taillée perpendiculairement à l'un des axes optiques, la théorie fournit des formules, d'ailleurs très compliquées, pour déterminer les intensités, soit quand on observe à l'œil nu, ou par l'intermédiaire d'un analyseur. On peut ainsi obtenir l'explication des pinceaux sombres, observés pour la première fois par Brewster, qui se produisent lorsqu'on observe une source de lumière naturelle, de dimensions suffisantes, à travers le cristal, sans faire usage d'un polariseur. La distribution de l'intensité est telle que les hyperboles de la proposition 2 sont des courbes d'égale absorption.

La théorie de M. Voigt rend également compte des anneaux que l'on aperçoit autour d'un axe optique, quand on regarde à l'œil nu, à travers une plaque perpendiculaire à l'axe et en recevant la lumière partiellement polarisée du ciel (cristaux idiocyclophanes).

E. B.

J.-H. VINCENT. — On a General Numerical Connexion between the Atomic Weights (Relation numérique générale entre les poids atomiques). — P. 103-115.

Si on dresse la liste des poids atomiques par ordre de grandeur croissante, le corps de rang n dans la liste, depuis $n = 3$ jusqu'à $n = 60$, a pour poids atomique :

$$w = (n + 2)^{1,21},$$

en général à moins de 1/2 0/0 près, et au plus à 3 ou 4 0/0 près.

On peut remplacer cette formule par

$$W = N^{1,21},$$

N étant le numéro d'ordre du corps dans une liste *augmentée*, dans laquelle l'hélium occuperait le numéro 3 et le lithium le numéro 5. La formule s'applique alors à l'hélium, et on peut y faire rentrer les corps à poids atomique élevé, du samarium à l'uranium, par treize intercalations [1], que l'on peut supposer représenter des éléments

(1) Deux entre le samarium et le gadolinium, une entre le terbium et l'erbium, l'erbium et le thallium, l'ytterbium et le tantale, le tungstène et l'osmium, six entre le bismuth et le thorium et une entre le thorium et l'uranium.

encore inconnus. Parmi ces éléments hypothétiques, les uns s'intercalent avantageusement dans la série de Mendéléeff, les autres non.

E. B.

J.-P. KUENEN et W.-G. ROBSON. — Observations on Mixtures with Maximum or Minimum Vapour-Pressures (Observations sur des mélanges présentant un maximum ou un minimum de pression de vapeur). — P. 116-132.

Les auteurs étudient les mélanges d'alcool propylique et d'eau, d'acétone et de chloroforme, et enfin d'éthane et d'acide carbonique. Ce dernier cas, étudié de très près, a fourni des renseignements particulièrement intéressants au point de vue de la théorie des mélanges.

E. B.

J. TROWBRIDGE. — On Spectra arising from the Dissociation of Water Vapour and the Presence of Dark Lines in Gaseous Spectra (Sur les spectres produits par la dissociation de la vapeur d'eau et la présence de lignes sombres dans les spectres gazeux). — P. 156-161.

M. Trowbridge a réuni, dans la portion de son laboratoire consacrée à l'analyse spectrale : 1° une bobine d'induction donnant, dans l'air, une étincelle de trente pouces ; 2° un transformateur excité par un courant alternatif, produisant, avec ses condensateurs en verre de 0,3 microfarad, une étincelle extrêmement nourrie de un pouce de long ; 3° une batterie de vingt mille accumulateurs.

D'après l'auteur, l'étude de la lumière émise dans les gaz par les décharges de grande quantité, comme celles que fournit la batterie d'accumulateurs, peut passer pour un champ d'études absolument nouveau. Un tube de Plucker contenant un gaz quelconque, à la pression de 1 millimètre par exemple, donne toujours avec cette pile, quelle que soit la nature des électrodes, le spectre de la vapeur d'eau dissociée. La lumière émise est si brillante que l'auteur la compare à la lumière solaire. Le spectre photographique est formé de lignes brillantes sur un fond continu. On y remarque aussi quelques lignes sombres d'autant plus marquées que la lumière émise est plus intense. Celles-ci, d'après l'auteur, n'ont pas d'existence objective, mais proviennent d'une réversibilité sélective de l'action chimique exercée sur le sel d'argent.

L'analogie du spectre de dissociation de la vapeur d'eau avec le

spectre solaire est invoquée par M. Trowbridge comme une preuve certaine de l'existence de la vapeur d'eau dissociée, et par conséquent de l'oxygène, dans l'atmosphère solaire. Il insiste sur ce fait que le très grand éclat du spectre de la vapeur d'eau dissociée, qui masque tous les spectres métalliques, et la présence dans le spectre des lignes sombres dues à des renversements photo-chimiques, doivent rendre très prudent dans les conclusions que l'on se croit en droit de tirer de l'examen des spectres d'étoiles obtenus par voie photographique.

E. B.

H.-S. CARSLAW. — A Problem in Conduction of Heat (Problème de conductibilité calorifique). — P. 162-165.

Le problème traité est celui de l'écoulement linéaire de la chaleur dans un solide s'étendant à l'infini d'un côté d'un plan infini, tandis qu'une radiation s'exécute à travers ce plan, dans un milieu à la température de zéro. Ce problème, discuté d'abord par Riemann (1), puis par Bryan (2) et par Weber (3), est traité à nouveau par l'auteur en faisant usage du théorème de Cauchy sur l'intégration le long d'un contour.

E. B.

EVERETT. — Contributions to the Theory of the Resolving Power of Objectives (Contribution à la théorie du pouvoir séparateur des objectifs). — P. 166-171.

M. Everett rappelle incidemment la démonstration d'une formule établie par Charles Hockin.

Soit un objectif d'axe principal PP', un objet PQ perpendiculaire à l'axe principal, son image P'Q'. Considérons deux rayons incidents PS, QS, et les deux rayons convergents correspondants P'S', Q'S'.

Le chemin optique entre P et P', égal à :

$$\mu_1 PS - \mu_2 P'S' + \text{chemin optique } SS',$$

est constant, quel que soit le rayon PS considéré.

---

(1) RIEMANN, *Partielle Differentialgleichungen*, § 69.

(2) BRYAN, *On an application of the Method of Images in the Conduction of Heat* (*Proceed. Lond. Math. Soc.*, t. XXII).

(3) WEBER, dans la nouvelle édition du livre de Riemann, Weber-Riemann. *Partielle Differentialgleichungen*, t. II, § 38.

De même, le chemin optique entre Q et Q′ :

$$\mu_1 QS - \mu_2 Q'S' + \text{chemin optique } SS'.$$

La différence

$$\mu_1 (PS - QS) - \mu_2 (P'S' - Q'S') = \mu_1 y_1 \sin\theta_1 - \mu_2 y_2 \sin\theta_2$$

est, par suite, constante.

Comme, pour $\theta_1 = 0$, $\theta_2 = 0$, cette constante est nulle, on a :

$$\mu_1 y_1 \sin\theta_1 = \mu_2 y_2 \sin\theta^2 ;$$

c'est la formule de Hockin.

Si y_1 est la distance la plus petite que l'objectif puisse séparer, b la distance correspondante des centres des deux taches, images des deux points extrêmes, on a, en remarquant que $\mu_2 = 1$:

$$y_1 = \frac{\sin\theta_2}{\mu_1 \sin\theta_1} b.$$

La théorie du pouvoir séparateur donne

$$b = \frac{\lambda}{2 \sin\theta_2}.$$

On a donc

$$y_1 = \frac{\lambda}{2\mu_1 \sin\theta_1}.$$

$2\mu_1 \sin\theta_1$ joue, dans ce cas, le rôle de diamètre de l'objectif.

M. Everett appelle l'attention sur ce fait que cette valeur correspond au cas où l'objet serait lumineux par lui-même, ce qui n'arrive pas avec le microscope.

On s'en rapprochera en formant l'image de la source éclairante sur l'objet, d'autant plus que cette image sera plus nette. On aura de plus, ainsi, l'avantage d'empêcher les interférences des rayons venant de deux points voisins.

Cependant la parfaite netteté de l'image de la source éclairante est impossible à atteindre. Deux points voisins de l'objet seront toujours éclairés par un même point de la source.

Soit s la distance de ces deux points, β l'obliquité de l'illumination. La différence du chemin optique des rayons venant du point de la source à ces deux points de l'objet est $s \sin\beta$.

La condition la plus avantageuse est de faire $s \sin\beta = \frac{1}{2}\frac{\lambda}{\mu}$, car on

a ainsi la complète extinction dans la portion où se recouvrent les deux taches de diffraction, images de ces deux points.

Ceci nous montre que si

$$\sin\beta = \sin\theta_1, \qquad y_1 = S;$$

que si

$$\sin\beta = \frac{1}{2}\sin\theta_1, \qquad y_1 = \frac{S}{2};$$

qu'on a, par suite, avantage à avoir une obliquité de l'illumination plus petite que celle du faisceau incident.

PERREAU.

Août 1902.

HAROLD A. WILSON. — The Laws of Electrolysis of Alkali Salt Vapours (Lois de l'électrolyse des vapeurs des sels alcalins). — P. 207-214.

Arrhenius [1] a proposé, en 1891, la théorie de la dissociation des ions dans les flammes, analogue à la dissociation dans les solutions aqueuses.

Mais les déterminations des vitesses des ions dans les vapeurs de sels montrent que les ions se comportent généralement comme s'ils étaient beaucoup plus lourds que de simples atomes, et que l'ion positif se meut toujours plus lentement que l'ion négatif.

Les expériences qui suivent montrent que, *au-dessus de* 1.300°, il y a une analogie très étroite entre les vapeurs de sels et les électrolytes liquides. En fait, *on montre que les lois de Faraday sont strictement applicables aux vapeurs des sels*.

Il est probable que les ions gazeux attirent les molécules neutres et que les ions positifs condensent ainsi plus de molécules que les négatifs; mais cette condensation, qui apparaît être spéciale aux ions à l'état gazeux, n'affecte pas *le nombre d'ions* produits par la dissociation d'une molécule de sel, ni *la charge de ces ions*. On montrera plus loin qu'un sel à l'état de vapeur donne le même nombre d'ions transportant les mêmes charges qu'un sel à l'état dissous, en d'autres termes que la capacité d'un sel en vapeur, pour le transport de l'électricité, est la même que la capacité d'une quantité égale de sel à l'état dissous.

---

(1) *Wied. Ann.*, XLIII, p. 18; 1891.

L'expérience consiste essentiellement à mesurer le courant qui traverse un circuit dont un élément est constitué par la vapeur du sel métallique. On fait circuler de l'air chargé de vapeurs d'une solution saline (à l'aide d'un pulvérisateur Gouy) à travers un tube de platine de $0^{cm},75$, maintenu dans un fourneau à gaz qui peut être porté à une température fixe et réglable. Dans l'axe du tube, on maintient une électrode cylindrique de platine, et c'est entre cette électrode et le tube qui l'entoure que l'on établira une différence de potentiel à l'aide d'une batterie donnant 840 volts; cette batterie détermine un courant qui passe de l'électrode centrale au tube par la vapeur conductrice. On mesure le courant et la température. La vitesse de circulation de l'air chargé de sel est maintenue constante.

On trouve, dans ces conditions, que, pour une solution d'iodure de potassium, la force électromotrice étant donnée, le courant augmente avec la température, il est nul aux environs de 600°, augmente jusque vers 800°, pour se maintenir sensiblement constant jusque vers 1.250°, puis augmente brusquement (sa valeur est sensiblement quadruplée) jusqu'aux environs de 1.330°, et dès lors il prend une valeur sensiblement constante si l'on élève la température vers 1.400° et au delà; et, de même, si l'on augmente la force électromotrice, le courant n'augmente pas; on obtient le même phénomène avec d'autres sels, Na^2CO^3, etc., et sensiblement la même température 1.330° pour laquelle, après avoir brusquement augmenté, le courant se fixe à une valeur désormais constante.

C'est cette valeur constante que l'on peut appeler *le courant caractéristique de la solution*, et que l'auteur a étudiée, dans le même appareil, pour divers sels.

Cette valeur est, pour diverses solutions d'un même sel, sensiblement proportionnelle à la concentration.

Pour des solutions de divers sels, contenant toutes 1 gramme par litre, *le courant caractéristique est en raison inverse de l'équivalent électrochimique*. Le produit EC de ces quantités, pour des solutions de 1 gramme par litre, est sensiblement $2,67 \, . \, 10^{-2}$.

L'auteur est allé plus loin. Il a voulu montrer l'identité de ce nombre avec celui qu'on obtiendrait dans les mêmes circonstances avec des solutions aqueuses.

Il est parti d'une solution de chlorure de lithium à 40 grammes par litre et a voulu mesurer la vitesse avec laquelle la fait circuler le pulvérisateur employé. Pour cela, il lance l'air chargé de la solution

avec du gaz d'éclairage dans un brûleur Bunsen, et il dispose à côté un autre brûleur à gaz et air pur, dans lequel il introduit un morceau de chlorure de lithium fondu, porté sur une corbeille de platine, et dont la position se règle pour donner la même intensité de coloration aux deux flammes. En pesant ce morceau de sel solide avant et après l'expérience, on trouve qu'il y a une perte de poids de 6 à 7 milligrammes en dix minutes. Cela donne le nombre de milligrammes de sel passant par seconde à travers le tube de platine, quand la solution contient 1 gramme par litre ; c'est :

$$\frac{6,5}{600 \times 40} = 2,7 \times 10^{-4}.$$

Pour cette quantité de sel, on a trouvé expérimentalement :

$$EC = 2,67 \times 10^{-2}.$$

Donc la quantité de sel ayant un équivalent électrochimique égal à 1, qui est décomposée par un courant d'un ampère en une seconde, serait :

$$\frac{2,7 \, . \, 10^{-4}}{2,67 \times 10^{-2}} = 1,01 \times 10^{-2} \text{ milligrammes},$$

nombre très voisin du nombre $1,04.10^{-2}$ de milligramme d'hydrogène, correspondant au passage d'un coulomb dans une autre solution.

On a affaire ici à une résistance d'un type spécial : la vapeur conductrice est caractérisée par un courant donné qu'elle peut laisser passer, et qui est indépendant de la force électromotrice. Pour trouver le même résultat avec une solution, il faudrait la faire écouler entre deux tubes concentriques servant d'électrodes, et assez lentement pour être sûr que l'électrolyte est entièrement décomposé avant de sortir de l'espace annulaire.

Un résultat de l'auteur appelle spécialement la discussion : c'est celui en vertu duquel la dissociation de la molécule de vapeur en ions serait opérée pour tous à la même température.

C'est, en tous les cas, un des travaux les plus intéressants relatifs à la question, si actuelle, de la comparaison entre les propriétés des ions dissous et celles des ions gazeux.

B. B.

J.-J. THOMSON. — On some of the Consequences of the Emission of Negatively Electrified Corpuscles by Hot Bodies (Quelques-unes des conséquences de l'émission de corpuscules électrisés négativement par les corps chauds). — P. 253-262.

Suite de déductions théoriques de l'hypothèse de l'émission des ions négatifs, telle que l'auteur l'a développée dans son Rapport au Congrès de physique ([1]). Signalons, parmi ces conséquences, une façon nouvelle de retrouver la loi de radiation de Stefan, intéressante en ce qu'elle relie des phénomènes en apparence très distincts.

Imaginons un corpuscule électrisé se mouvant, dans l'intérieur d'une molécule, avec une accélération f. L'énergie rayonnée par unité de temps est :

$$\frac{1}{3}\frac{e^2f^2}{V},$$

e étant la charge (en unités électromagnétiques), et V la vitesse de la lumière.

Si le corpuscule décrit une orbite fermée, et, par exemple, un cercle de rayon r, on a :

$$f = \frac{v^2}{r},$$

accélération dirigée vers le centre, et en même temps $f = \frac{\mu}{r^n}$, $\frac{\mu}{r^n}$ étant la force agissant sur le corpuscule et l'attirant vers le centre, rapportée à l'unité de masse. On peut éliminer r entre ces deux relations, et il vient :

$$f^2 = \frac{v^{\frac{4n}{n-1}}}{\mu^{n-1}}.$$

Ainsi la vitesse d'émission de l'énergie est proportionnelle à la puissance $\frac{2n}{n-1}$ de l'énergie cinétique du corpuscule.

Si l'on admet que cette énergie cinétique est proportionnelle à la température absolue T, et qu'on suppose, d'autre part, la force qui attire le corpuscule vers le centre de son orbite proportionnelle au carré de la distance au centre, on a $n = 2$; et on trouve que la

([1]) La proportionnalité de l'énergie rayonnée au carré de l'accélération, si l'on ne cherche pas à déterminer la valeur du coefficient numérique, est facile à déduire du théorème de Poynting.

vitesse d'émission est proportionnelle à $T^{\frac{2n}{n-1}}$, c'est-à-dire à : T^4.

A coup sûr, cette marche, pour arriver à la loi de Stefan, est très indirecte. Mais, inversement, elle permettrait peut-être, en partant de la loi de Stefan, de pénétrer jusqu'au mécanisme intime du mouvement des corpuscules négatifs.

B. B.

C. BARUS. — On Spontaneous Nucleation and on Nuclei produced by Shaking Solutions (Nucléation spontanée et noyaux de condensation produits en agitant les solutions). — P. 262-270.

Si on introduit dans un vase clos un liquide pur et parfaitement propre, il peut arriver que, dans l'air saturé de vapeur qui surmonte le liquide, la moindre détente provoque une condensation de gouttelettes, autour de *noyaux* de condensation.

On arrivera toujours à ce résultat si l'on a pris la précaution d'agiter violemment le liquide avant de produire la détente ; il reste alors dans l'air, même complètement transparent, des noyaux, plus ou moins persistants suivant les cas ; ce seront des *noyaux produits par agitation*. Certains liquides, par simple évaporation en calme parfait, donnent lieu, au contraire, à une *production spontanée de noyaux* (spontaneous nucleation).

C'est le cas, selon l'auteur, de plusieurs hydrocarbures, et le fait a son importance, car il montre que les noyaux ne sont pas nécessairement des *ions*, puisqu'on en obtient avec des liquides tout à fait isolants. En ce cas, on trouve que la distribution des noyaux dans l'air est en couches de densité croissante à mesure qu'on se rapproche de la surface ; il n'y a pas *distribution homogène*, comme c'est le cas de l'eau, et comme le prouve alors la régularité des couronnes obtenues, toujours parfaitement circulaires.

Soit avec les hydrocarbures, soit avec l'eau, on a production de noyaux par agitation du liquide. Pour l'eau, si l'on prend les précautions les plus minutieuses de propreté des vases, de filtration, etc. (précautions qui rappellent un peu celles que prenait Pasteur dans ses expériences sur les générations spontanées), l'eau non agitée ne donne pas de noyaux. Mais, si on agite, elle donne des noyaux qui sont mis en évidence par la production de couronnes par la détente. Les couronnes, avec l'eau pure, ne durent pas longtemps ; au bout de cinq à six minutes, il n'y en a plus trace.

Si, au contraire, on a recours à une solution, même très étendue, de carbonate de soude, les couronnes persistent plusieurs heures, même une journée entière. On pouvait être tenté d'attribuer la production de ces noyaux au résidu solide que laisse l'évaporation de la goutte de solution. L'explication serait insuffisante, car on obtient le même résultat avec des solutions de gaz ammoniac ou acide chlorhydrique.

La cause de la persistance des noyaux doit être attribuée, selon l'auteur, à la variation de la tension superficielle avec la grosseur des gouttes. Cette variation est dans un sens tel que, pour le liquide pur, les grosses gouttes augmentent aux dépens des petites ; par suite, les petites disparaissent et les grosses tombent. Mais, s'il s'agit d'une solution, les choses se passent autrement. La concentration augmente par l'évaporation des gouttes, et, par là, la tension de vapeur diminue ; cet effet de concentration s'exerce en sens inverse de l'effet de la courbure de la surface. On comprend donc qu'il s'établisse un équilibre (il faudrait faire voir qu'il est stable) pour une grosseur donnée de la goutte, — variable avec le corps dissous, — et qu'ainsi les noyaux persistent longtemps.

B. Brunhes.

A. M. HERBERT. — The Effect of the Presence of Hydrogen on the Intensity of the Lines of the Carbon Spectrum (Effet de la présence de l'hydrogène sur l'intensité des lignes du spectre du carbone). — P. 202-207.

En 1864, M. W. Huggins annonça que, dans le spectre du carbone produit par l'étincelle d'induction, la ligne intense un peu moins réfrangible que la ligne rouge C de l'hydrogène, disparaît en présence de l'hydrogène (1).

La ligne du carbone en question est double, $\lambda = 6583$ et 6577. La ligne de l'hydrogène voisine a pour longueur d'onde 6562. Une autre ligne intense du spectre du carbone est dans le violet et correspond à $\lambda = 4266$. Ces deux lignes du carbone se comportent d'une manière absolument différente. La dernière ne fait que s'affaiblir progressivement quand on ajoute, à de l'acide carbonique, des proportions croissantes d'hydrogène, ainsi que l'on doit s'y attendre *a priori*. La première, au contraire, s'affaiblit très sensiblement par l'addition de

(1) W. Huggins, *Phil. Trans.*, 1864.

minimes quantités d'hydrogène et disparaît complètement alors que la seconde ligne du carbone est encore éclatante. Le tableau suivant donnera l'idée du mode de variation d'intensité de la ligne rouge du carbone et de la ligne voisine de l'hydrogène.

10 0/0 H, la ligne de l'hydrogène est plus intense que celle du carbone;
20 0/0 H, ligne de l'hydrogène intense; du carbone, faible;
30 0/0 H, ligne de l'hydrogène très intense; du carbone, très faible;
50 0/0 H, on distingue difficilement la ligne du carbone;
4 0/0 H, ligne de l'hydrogène légèrement plus forte que celle du carbone.

Les autres lignes du carbone se comportent comme la ligne violette.

Les mélanges d'oxyde de carbone et d'hydrogène fournissent des résultats analogues. Le gaz de l'éclairage se comporte à peu près comme un mélange d'acide carbonique et d'hydrogène à 50 0/0.

L'auteur a vérifié, en voilant avec un écran soit la ligne du carbone, soit celle de l'hydrogène, que le contraste n'est pour rien dans les effets observés. Il faut donc admettre que les deux lignes principales du spectre du carbone n'ont pas la même origine. Le composé qui donne naissance à la ligne rouge serait détruit par l'hydrogène.

E. B.

R. STRAUBEL. — Experiments on the Electro-thermal Effect in Tourmaline. (Expériences sur l'effet électro-thermique dans la tourmaline). — P. 220-224.

Expériences qualitatives mettant en évidence l'effet électro-thermique réciproque du phénomène pyro-électrique dans la tourmaline.

Quatre plaques de tourmaline de 2 millimètres d'épaisseur, taillées normalement à l'axe, sont disposées par couples, le premier couple ayant en regard les pôles de même signe; le second, les pôles de signe contraire. Entre les deux plaques de chaque couple sont insérées les soudures de rang pair et de rang impair d'une pile thermo-électrique de 10 éléments, formés de fils très fins de fer et de constantan. Le système est placé dans le champ électrique d'un condensateur dont les plateaux, placés à $1^{cm},35$ de distance, sont soumis à une différence de potentiel d'environ 30.000 volts.

L'effet, très net et très sensiblement constant, correspond à une variation de température de $0,74 . 10^{-3}$ degrés centigrades et se trouve bien de l'ordre de grandeur prévu.

E. B.

F.-J. JERVIS SMITH. — A High-Pressure Spark-Gasp in Connexion with the Tesla Coil (Micromètre à étincelles à haute pression en connexion avec la bobine de Tesla). — P. 224-226.

Dans le dispositif de l'expérience de Tesla, l'auteur remplace le micromètre à étincelles ordinaire du circuit primaire par un micromètre à étincelles fermé par une boîte à étoupes, dans lequel la pression de l'air peut être portée à 2 atmosphères, par exemple. En laissant invariable la distance des boules du micromètre, les étincelles du circuit secondaire deviennent aussitôt plus puissantes.

On peut produire aisément des rayons X dans des tubes fermés sans électrodes, que l'on place au voisinage d'une petite spirale plate comprise dans le circuit secondaire de la bobine de Tesla. Ce secondaire doit, bien entendu, présenter une interruption.

E. B.

J.-W. PECK. — The Steady Temperatures of a Thin Rod (Les températures stationnaires dans une barre mince). — P. 226-238.

La solution classique du problème de la barre semble comporter une contradiction par le fait que l'on considère les plans normaux à l'axe de la barre comme isothermes, ce qui exigerait que le flux de chaleur fût rigoureusement axial, par suite qu'il ne se perdît point de chaleur par la surface latérale, contrairement à l'une des conditions essentielles du problème.

En partant de l'équation générale de la propagation de la chaleur dans un cylindre, à l'état permanent :

$$(1) \qquad \frac{1}{2}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial t}{\partial r}\right) + \frac{\partial^2 t}{\partial x^2} = 0,$$

jointe à l'équation aux limites :

$$(2) \qquad k\frac{\partial t}{\partial r} + et = 0,$$

l'auteur s'attache à montrer que la solution ordinaire du problème de la barre s'obtient correctement, comme une solution limite du système des équations (1) et (2), quand on fait tendre vers zéro le quotient $\frac{ea}{k}$; e représente le pouvoir émissif ou coefficient de conduc-

tibilité externe, a le rayon de la barre, enfin k le coefficient de conductibilité proprement dit. Pour des barres de matière différente, on sera également près des conditions limites quand le quotient $\frac{ea}{k}$ aura pour les diverses barres une même valeur.

Il est à remarquer que, même dans le cas où l'on a comparé entre elles, au point de vue de leur conductibilité, des matières aussi différentes que du cuivre et du bois, au lieu de faire ea constant, on a pris des barres de même diamètre a, auxquelles on cherchait à donner, à l'aide d'un vernis, un pouvoir émissif e identique.

La solution générale des équations (1) et (2) dépend des fonctions de Bessel. Quand la solution élémentaire et classique devient insuffisante, on peut, en développant en série les fonctions de Bessel, obtenir des solutions de plus en plus approchées. Au second degré d'approximation, on trouve que les surfaces isothermes sont, non plus des plans, mais des paraboloïdes de révolution autour de l'axe de la barre.

On pourra se rendre compte du degré d'exactitude que comporte la solution classique, pour un corps de conductibilité médiocre, tel que le bismuth, par le tableau suivant calculé par l'auteur. Il se rapporte à des barres pour lesquelles le rapport $\frac{k}{e} = 60$ et dont les rayons sont respectivement égaux à 4 centimètres et 1 centimètre. La longueur des barres est supposée indéfinie. Les nombres des trois dernières colonnes donnent les températures aux distances x de l'extrémité chauffée à 100° : 1° sur l'axe ; 2° d'après la solution classique (Fourier) ; 3° à la surface de la barre.

	x	Axe.	Fourier.	Surface.
$a = 4$	1	92,8	91,3	89,8
	5	64,6	63,4	62,5
	10	41,1	40,1	39,8
	20	16,6	16,1	16,1
$a = 1$	1	83,7	83,3	83,0
	5	40,4	40,1	40,0
	10	16,2	16,1	16,1
	20	2,6	2,6	2,6

La température calculée par la méthode classique est toujours intermédiaire à la température axiale et à la température superficielle vraie, mais plus voisine de cette dernière.

E. B.

G.-J. PARKS. — On the Heat Evolved or Absorbed when a Liquid is brought in contact with a Finely Divided Solid (Chaleur dégagée ou absorbée quand un liquide est mis en contact avec un solide finement divisé). — P. 240-255.

Pouillet (1) découvrit que, quand un liquide est mis en contact avec un solide finement divisé, sur lequel il n'exerce pas d'action chimique, il y a élévation de température. Le même phénomène a été étudié notamment par Junck (2), Meissner (3), Cantoni (4), Martini (5), Lagergren (6), Tate (7), Melsens (8), Chappuis (9), Wiedemann et Ludecking (10), Gore (11), Ercolini (12), Bellati (13) et Linebarger (14).

Le résultat essentiel et considérable du mémoire de M. Parks, c'est d'établir que la chaleur dégagée par l'eau au contact d'une poudre bien sèche de silice précipitée, de sable ou d'un silicate est proportionnelle à la surface baignée, et est d'environ $0^{cal},00105$ par centimètre carré au voisinage de 7°. La dimension des grains, supposés sphériques, a été mesurée sous le microscope, et l'on a trouvé, pour la silice précipitée, des diamètres de $0^{cm},00025$ et $0^{cm},00040$; pour le sable, $0^{cm},010$; enfin, pour des filaments cylindriques de coton de verre, $0^{cm},00175$. Malgré la différence de la matière employée et de la forme des particules, le résultat des mesures calorimétriques n'a oscillé que de $0^{cal},00105$ à $0^{cal},0010$.

Les expériences faites avec la silice précipitée de $0^{cm},00040$ de

(1) POUILLET, *Ann. de Ch. et de Phys.*, 2e série, t. XX, p. 141 ; 1822.
(2) JUNCK, *Pogg. Ann.*, CXXV, p. 292; 1865.
(3) MEISSNER, *Wied. Ann.*, t. XXIX, p. 114; 1886; — *J. de Phys.*, 2e série, t. VI, p. 524 ; 1887.
(4) CANTONI, *Rend. del R. Istit. Lomb.*, t. VIII, p. 135; 1866.
(5) MARTINI, *Atti del R. Ist. Veneto*, t. VIII, IX, XII ; 1896-1900 ; — *J. de Phys.*, 3e série, t. VI, p. 448, et t. VII, p. 524, 752.
(6) LAGERGREN, *Kongl. Vetensk. Acad. Stockholm*, t. XXIV ; 1899.
(7) TATE, *Phil. Mag.*, 4e série, t. XX, p. 508; 1860.
(8) MELSENS, *Mém. de l'Acad. R. de Belg.*, t. XXIII ; 1875 ; — *Ann. de Ch. et de Phys.*, 5e série, t. III, p. 522 ; 1874 ; — *J. de Phys.*, 1re série, t. III, p. 27 ; 1874.
(9) CHAPPUIS, *Wied. Ann.*, t. XIX, p. 21 : 1883.
(10) WIEDEMANN et LUDECKING, *Wied. Ann.*, XXV, p. 145; 1885; — *J. de Phys.*, 2e série, t. V, p. 495 ; 1886.
(11) GORE, *Phil. Mag.*, XXXVII, p. 306: 1894.
(12) ERCOLINI, *Nuovo Cimento*, 4e série, t. IX : 1899 ; — *J. de Phys.*, 3e série, t. IX, p. 105 ; 1900.
(13) BELLATI, *Atti del R. Ist. Veneto*, t. LIX ; 1900.
(14) LINEBARGER, *Phys. Review*, t. XIII ; 1901 ; — *J. de Phys.*, 4e série, t. I, p. 517.

diamètre ont donné en moyenne $0^{cal},00105$ à 7°,1 et 0,00111 à 24°,3.

Ainsi il est établi que l'extension de la surface de contact eau-silice provoque un dégagement de chaleur proportionnel à cette extension. Supposant ce phénomène réversible, l'auteur applique les principes de la thermodynamique comme on le fait, de coutume, dans l'étude des phénomènes capillaires, en prenant la température et la surface comme variables indépendantes, à pression constante. Des données de l'expérience, on déduit alors que la tension superficielle de la surface eau-silice diminue de 157 (dynes par centimètre) par degré centigrade, vers la température de 7° ; et que cette tension superficielle est approximativement proportionnelle à la température absolue.

La variation de la chaleur spécifique avec la surface de contact est très petite, $\frac{dc}{ds}$ étant de l'ordre de $2 \cdot 10^{-7}$.

Quelques expériences, tentées avec le mercure et le coton de verre, ont fourni un résultat trop petit pour qu'on lui accorde une valeur absolue bien certaine; mais les expériences paraissent démontrer qualitativement que la surface de contact mercure-silicate se refroidit quand elle s'étend, contrairement à ce qui a lieu pour l'eau.

E. B.

Lord RAYLEIGH. — Is Rotatory Polarization influenced by the Earth's Motion (La polarisation rotatoire est-elle influencée par le mouvement de la terre?). — P. 215-220.

Suivant Lorentz, l'effet devrait être du premier ordre et, suivant Larmor, il devrait être nul... La question a un intérêt théorique considérable. Lord Rayleigh a fait des expériences pour mesurer l'effet au moyen de cinq quartz pouvant produire une rotation totale du plan de polarisation de 5.500° pour la lumière jaune. Après des essais avec de la lumière du sodium, lord Rayleigh employa un tube à hélium. Tous les appareils sont portés par un banc d'optique pouvant tourner autour d'un pivot, de manière à pouvoir faire traverser, à volonté, la lumière, ou dans le sens du mouvement de la terre, ou en sens contraire, sans que la position relative des appareils soit modifiée.

La lumière émise par le tube à hélium tombe sur le nicol polariseur, puis sur une cuve contenant de l'eau sucrée, partagée en deux parties par une glace, de manière à produire une différence de rotation de 2°. Cette pièce remplace la lame demi-onde du polarimètre à pénombre. La lumière traversait ensuite les cinq quartz, puis le nicol analyseur distant de 102 centimètres du polariseur, puis un spectroscope à vision directe et une lunette de Galilée pointée sur la cuve à eau sucrée.

On pouvait lire la position du nicol analyseur au moyen d'un vernier au $\frac{1}{10}$ de degré.

Les expériences furent faites vers minuit, le 19 juin, au moment où la direction est-ouest coïncide avec la direction du mouvement de la terre sur son orbite.

Le résultat des expériences de lord Rayleigh est que la différence de rotation du plan de polarisation, suivant que la lumière se propage dans le sens du mouvement de la terre ou en sens contraire, est moindre que $\frac{1}{100.000}$ de la rotation totale et, selon toute probabilité, beaucoup moindre.

E. PERREAU.

Lord KELVIN. — On the Weigths of Atoms (Sur les masses des molécules). P. 177-198 et 281-301.

I. — Lord Kelvin passe en revue les différentes manières de calculer les masses des atomes.

1° Méthode de Th. Young (1805), signalée par lord Rayleigh (1890) d'après les théories capillaires.

L'application de la formule $T = \frac{1}{3} ak$ (T, tension superficielle ; a, force d'attraction des molécules ; k, constante de Laplace), avec K = 23.000 atmosphères, T = 130 dynes par centimètre, montre que l'étendue de la force de cohésion doit être limitée à 10^{-8} centimètres.

La comparaison des densités de la vapeur et de l'eau montre que la distance entre les molécules peut varier de $0,125 \cdot 10^{-8}$ à $0,025 \cdot 10^{-8}$ centimètres;

2° Méthode de lord Kelvin, d'après l'électricité de contact de deux métaux; méthode bien connue, qui donne encore comme distance de deux molécules une valeur voisine de 10^{-8} centimètres;

3° Des considérations thermodynamiques sur l'extension d'une pellicule liquide conduisent à la même conclusion, qu'il ne peut pas y avoir plusieurs molécules dans une épaisseur voisine de 10^{-8} centimètres;

4° L'examen des pellicules liquides soit par la méthode optique (anneaux colorés, tache noire), soit par la méthode électrique, fait par Reinold et Rucker, a donné, pour l'épaisseur de la pellicule à l'endroit de la tache noire, 10^{-6} centimètres environ; de sorte qu'au-dessous de cette valeur la tension superficielle, à un moment donné, tombe brusquement;

5° Les curieuses expériences de lord Rayleigh, de Röntgen sur les minces pellicules d'huile à la surface de l'eau, nécessaires pour arrêter les mouvements de petits morceaux de camphre, montrent qu'une couche de $8,1 \times 10^{-8}$ centimètres n'arrête pas ces mouvements, et qu'une couche de $10,6 \times 10^{-8}$ centimètres les arrête;

6° Théorie cinétique des gaz. A ce propos, lord Kelvin fait un exposé de cette théorie et des diverses hypothèses (sphères élastiques dures, sphères de Boscowich) que l'on a faites.

Comme ce sont les déterminations expérimentales de diffusion qui permettent le mieux d'avoir une estimation de la grandeur des molécules et du nombre de molécules dans 1 centimètre cube d'un gaz d'une densité donnée, lord Kelvin examine d'abord la théorie cinétique de ces actions, donnée par Clausius et Maxwell. Il y a trois espèces de diffusion: diffusion de molécules, diffusion d'énergie, diffusion de quantité de mouvement. Il en résulte, d'après la théorie, que la viscosité est égale à la diffusibilité moléculaire multipliée par la densité; que la conductibilité thermique est égale à la diffusibilité moléculaire multipliée par la capacité thermique par unité de volume, la pression étant constante... et que, quel que soit l'écart de l'exactitude de ces égalités, il sera toujours dans un sens tel que la diffusibilité de mouvement sera un peu plus grande que la diffusibilité moléculaire.

L'expérience, malheureusement, ne vérifie pas ces déductions. Il est vrai que les mesures sont difficiles à faire dans les conditions répondant exactement à celles de la théorie.

Les relations ci-dessus entraînent la suivante, qu'on cherche d'ordi-

naire à vérifier :

$$\theta = K\rho \frac{\mu}{\rho} = K\mu = kc\mu;$$

θ, conductibilité thermique ; μ, viscosité ; ρ, densité ; K, capacité thermique par unité de masse à pression constante, et c, capacité thermique par unité de masse à volume constant ; $k = \frac{K}{c}$.

Il y a lieu de noter les valeurs données par les divers théoriciens : Clausius, $\theta = \frac{5}{4} c\mu$; O. E. Meyer, $\theta = 1{,}6027\, c\mu$; Maxwell, $\theta = \frac{5}{3} c\mu$.

Lord Kelvin étudie de près comment se fait la diffusion de deux gaz et montre ce que, dit-il, on n'a pas encore signalé, à savoir qu'il faut éviter de supposer des valeurs égales à la diffusibilité des deux gaz ou l'égalité de diffusibilité de chaque gaz à travers le mélange des deux, de sorte qu'on doit distinguer deux diffusibilités pour les deux gaz G et R :

$$D_g = Q_g \frac{a}{t - g - r}, \qquad D_r = Q_r \frac{a}{t - g - r}.$$

g et r étant les proportions des gaz G et R aux deux extrémités de la couche de mélange d'épaisseur totale a ; Qg, l'excès du nombre des molécules G allant vers R sur le nombre des molécules R allant vers G, à travers un plan intermédiaire.

Dans la théorie de Maxwell, l'interdiffusibilité est donnée comme indépendante des propriétés des gaz, ce qui semble supposer que les deux diffusibilités sont égales, en supposant que chaque gaz est formé de sphères de Boscowich, dont l'action est nulle pour toute distance supérieure à la somme des rayons, et dont la répulsion est infinie dès que la distance est plus petite. On trouve pour l'interdiffusibilité :

$$D_{12} = \frac{1}{2\sqrt{6\pi}} \frac{V}{N} \sqrt{\frac{1}{w_1} + \frac{1}{w_2}} \cdot \frac{1}{s_{12}^2}.$$

En introduisant les vitesses moléculaires, on transforme l'expression en :

$$D_{12} = \frac{1}{2\sqrt{6\pi}} \frac{1}{Ns_{12}^2} \cdot \sqrt{V_1^2 + V_2^2}.$$

Pour un seul gaz, la formule deviendra :

$$D = \frac{1}{2\sqrt{6\pi}} \frac{V}{Ns^2}; \tag{3}$$

V, vitesse moléculaire moyenne; s, diamètre d'une molécule; N_1, nombre de molécules dans 1 centimètre cube à 0° et à la pression atmosphérique normale.

En mesurant l'interdiffusibilité de trois gaz deux à deux, on aura :

$$s_{12}, s_{13}, s_{23}, \quad \text{d'où les diamètres :}$$
$$s_1 = s_{12} + s_{13} - s_{23}, \quad s_2 = s_{12} + s_{23} - s_{13}, \quad s_3 = s_{13} + s_{23} - s_{12},$$

et, par suite, la diffusibilité D de chaque gaz.

Loschmidt (1870) a fait des expériences qui concordent assez bien avec cette formule.

D autre part, Maxwell donne, pour la viscosité μ, la relation :

$$(1) \qquad \frac{\mu}{\rho} = D;$$

ρ est la densité.

Il est vrai que Maxwell a aussi donné la formule :

$$\frac{\mu}{\rho} = 0{,}648D,$$

et que l'expérience permet difficilement de décider.

Prenons (1) et éliminons D entre (1) et (3), on a :

$$(4) \qquad Ns^2 = \frac{1}{2\sqrt{3\pi}} \frac{V\rho}{\mu} = 0{,}1629 \frac{V\rho}{\mu},$$

et, par suite, la masse m d'une molécule, égale à $\frac{\rho}{N}$, sera :

$$(5) \qquad m = 6{,}14 \frac{\mu}{V} s^2.$$

D'autre part, l'argon, gaz monoatomique, a une densité égale à 0,001781 à l'état gazeux, et 1,212 à l'état liquide, soit 681 fois plus grande qu'à l'état gazeux. Si nous supposons qu'à l'état liquide les molécules se touchent presque, que qs soit la distance des centres d'un arrangement cubique de ces molécules, on aura :

$$(6) \qquad 681N = \frac{1}{(qs)^3}.$$

Eliminant s entre cette équation (6) et l'équation (4) qui, pour l'argon, donne :

$$Ns^2 = 57700,$$

on a :

$$N = 8{,}9 \, . \, 10^{19} \, . \, q\sigma;$$

q, pour l'argon monoatomique, doit être $\geqq 1$. On pourra donc écrire sensiblement $N = 8{,}9 \, . \, 10^{19}$ ou encore $N = 10^{20}$.

Si on fait le même calcul pour d'autres gaz, on trouve :

				Nombre N
CO^2	solide densité.........		1,58	$45{,}9 \, . \, 10^{19} \, q\sigma$.
H^2	liquide à 17° densité...		0,09	3,56 »
Az^2	liquide	» ...	1,047	16,2 »
	solide	» ...	1,4	24,0 »
O^2	liquide	» ...	1,27	15,0 »
Argon	liquide	» ...	1,212	8,9 »
	solide	» ...	1,396	12,8 »

Prenons $N = 10^{20}$ pour tous les gaz. Suivant la loi d'Avogadro, (4) et (5) permettent de calculer s et m. On a le tableau suivant :

Gaz	ρ dynes par cm³	μ grammes par cm²	V cm. par sec.	Ns^2	Avec $N = 10^{20}$ s à 0° en cm.	Avec $N = 10^{20}$ m en gr.	Libre moyen parcours d'après la formule de Maxwell $l = \frac{1}{\sqrt{2}\pi N S^2}$	Rapport du vol. occupé par les molécules au volume total $N \frac{\pi}{6} S^3$
CO^2	0,001974	0,0001414	39.200	89.500	$2{,}99 \, . \, 10^{-8}$	$19{,}74 \, . \, 10^{-24}$	$2{,}52 \, . \, 10^{-6}$	$1.340 \, . \, 10^{-3}$
H^2	0,000090	0,0000822	184.200	32.900	1,81 »	0,90 »	6,84 »	0,311 »
CO	0,001234	0,0001630	49.600	61.300	2,48 »	12,34 »	3,62 »	0,799 »
Az^2	0,001257	0,0001635	49.000	61.600	2,48 »	12,57 »	3,64 »	0,799 »
O^2	0,00143	0,0001073	46.100	57.500	2,40 »	14,3 »	3,91 »	0,724 »
Argon	0,001781	0,0002083	41.400	57.700	2,40 »	17,81 »	3,89 »	0,724 »

II. — La théorie du bleu du ciel, de lord Rayleigh (1871), permet de calculer une limite inférieure du nombre des molécules d'un gaz contenues dans 1 centimètre cube, à une pression et à une température déterminées. Lord Rayleigh l'a indiqué en 1899.

On sait que, dans cette théorie, la composition de la lumière émise par le ciel est expliquée par la diffraction produite par des particules en suspension dans le milieu traversé par la lumière venant du soleil. Si n est le nombre de ces particules identiques, de volume T, contenues dans 1 centimètre cube, D la densité de l'éther, D' la densité moyenne de l'éther dans la particule, la perte de lumière par son passage à travers une épaisseur x est, pour la lumière λ :

$$1 - e^{-kx}$$

avec

$$k = \frac{8\pi^3 n}{3} \left(\frac{D' - D}{D} \frac{T}{\lambda^2}\right)^2 = 82{,}67 \, n \left(\frac{D' - D}{D} \frac{T}{\lambda^2}\right)^2.$$

Faisons cette hypothèse que *les particules en suspension qui produisent cette diffraction sont les molécules d'*Az^2, *d'*O^2, *qui composent l'air.*

Alors la densité virtuelle de l'éther vibrant dans les particules, qui est :

$$D + nT(D' - D),$$

nous donne, pour les vitesses de la lumière dans l'éther et dans l'air :

$$u'^2 = u^2\left(1 + nT\,\frac{D' - D}{D}\right).$$

$$nT\,\frac{D' - D}{D} = \frac{u'^2 - u^2}{u^2} = \mu^2 - 1.$$

μ, indice de réfraction de l'air = 1,0003 environ, donc :

$$nT\,\frac{n' - n}{D} = 0,0006$$

et

$$k = \frac{29 \,.\, 76}{n\lambda^4 \,.\, 10^6}.$$

Adoptons le résultat de Bouguer, que la quantité de lumière qui traverse l'atmosphère est les 0,8 de la quantité incidente, et admettons cette valeur pour la lumière de longueur d'onde $\lambda = 6.10^{-5}$.

L'épaisseur de l'atmosphère, supposée homogène, est 8,3 km.

Donc :

$$e^{-830000\,k} = 0,8$$

$$\frac{1}{k} = 3,72 \,.\, 10^6$$

$$n = 8,54 \,.\, 10^{18},$$

qui est certainement une limite inférieure.

Si on supposait, au contraire, que l'absorption de lumière fût produite par des particules en suspension dont le diamètre serait, par exemple, $\frac{1}{10}$ de λ, l'application des mêmes formules nous donnerait $n = 1,48 \,.\, 10^6$, nombre bien plus considérable que ceux donnés par Aitken.

Mais l'aspect du ciel, dans diverses circonstances, nous donne à penser que, souvent, nous avons affaire à des particules trop grosses pour qu'on puisse appliquer la théorie de Rayleigh.

Lord Kelvin expose ensuite une théorie de la diffraction de la

lumière émise par le soleil, par une particule T, dans une direction TE, faisant un angle θ avec la direction du soleil, à une distance r.

Il décompose la vibration incidente en deux vibrations, l'une, ω, dans le plan STE, l'autre, ρ, dans le plan perpendiculaire ; et il trouve que, si $\omega \sin \frac{2\pi ut}{\lambda}$, $\rho \sin \frac{2\pi ut}{\lambda}$ sont les vibrations incidentes, l'intensité de la lumière en E est :

$$\xi^2 + \eta^2 = \left(\frac{\pi T (D' - D)}{r\lambda^2 D}\right)^2 (\omega^2 \cos^2 \theta + \rho^2).$$

On déduit de là la quantité Q de lumière reçue par 1 centimètre carré en E, perpendiculaire à ET, quand la lumière du soleil a traversé une couche horizontale de 1 centimètre d'épaisseur.

$$Q = \frac{\pi^2}{\lambda^4} \sum \left(\frac{T (D' - D)}{D}\right)^2 \Omega \sec \beta \cdot \left(\frac{1}{2} \cos^2 \theta^2 + \frac{1}{2}\right) S.$$

Ω est le petit angle solide sous lequel un œil placé à la distance r voit une partie de la couche à une distance angulaire β du zénith ; S, la quantité de lumière envoyée normalement par le soleil sur 1 centimètre carré.

Si on définit le point du ciel dont cette expression indique l'éclat par sa distance zénithale β et son azimuth ψ, la distance zénithale du soleil étant ξ et son azimuth o, on a :

$$\cos \theta = \cos \xi \cos \beta + \sin \xi \sin \beta \cos \psi ;$$

et, si le soleil est au zénith, $\xi = o, \quad \theta = \beta$;

$$Q = \frac{\pi^2}{\lambda^4} \sum \left(T \frac{D' - D}{D}\right)^2 \Omega \frac{1}{2} (\cos \beta + \sec \beta) S.$$

Appelons H la hauteur de l'atmosphère, supposée homogène, au-dessus du niveau où on observe, s la lumière totale reçue sur 1 centimètre carré normal à ET en E. On a :

$$\frac{s}{S} = H \sec \beta \frac{\pi^2}{\lambda^4} \Sigma \left(T \frac{D' - D}{D}\right)^2 \Omega \frac{1}{2} (\cos^2 \theta + 1).$$

Utilisons maintenant les observations de M. Majorana, faites au sommet de l'Etna, au moyen desquelles on a déterminé le rapport r de l'éclat du soleil à l'éclat du ciel dans une certaine direction.

Supposant que la région du ciel est celle du minimum, déterminée

par l'équation, et égalant r et $\frac{S}{s}$ pour l'observation faite à neuf heures du matin (distance zénithale du soleil $= 44°,6$), on a :

Heure	Distance zénithale du soleil	r	$\frac{S}{s}$	Distance zénithale de la portion du ciel à éclat minimum
5,50 matin	81°,7	257.0000	328.0000	0°,5
7 »	68 ,1	312.5000	335 »	14 ,4
8 »	56 ,1	365.0000	360 »	21 ,7
9 »	44 ,6	393.0000	393 »	27 ,8
11 »	29 ,9	376.0000	460 »	33 ,6

Soit e la fraction de lumière renvoyée par la terre, $1 - e$ est la fraction de lumière venant du soleil, et, si on prend en particulier l'observation de neuf heures du matin, on a alors :

$$\sum \left(T \frac{D' - D}{D}\right)^2 = \frac{\lambda^4 (1 - e)}{H\Omega} 4,18 \cdot 10^{-8}.$$

Prenons pour Ω la valeur correspondante à la surface du soleil :

$$\Omega = \frac{\pi}{219,4^2} = \frac{1}{15320};$$

d'autre part :

$$H = 7,988 \cdot 10^5 \left(1 + \frac{t}{273}\right) = 8,44 \cdot 10^5 \text{ cm}.$$

$$\sum \left(T \frac{D' - D}{D}\right)^2 = \lambda^4 f(1 - e) \cdot 0,759 \cdot 10^{-9},$$

si f désigne la proportion de lumière due à la diffraction par les molécules de l'air ; et comme elles sont supposées identiques,

$$n \cdot \left(T \frac{D' - D}{D}\right)^2 = \lambda^4 f(1 - e) \cdot 0,759 \cdot 10^{-9}.$$

L'indice de réfraction μ de l'air, au sommet de l'Etna (pression atmosphérique $= 53^{cm},6$), est environ 1,0002. Alors de

$$n \left(T \frac{D' - D}{D}\right) = \mu^2 - 1,$$

on déduit :

$$n = \frac{211}{\lambda^4 f(1 - e)}.$$

Supposons que les observations faites s'appliquent à $\lambda = 6.10^{-5}$:

$$n = \frac{1}{f(1 - e)} 1,63 \cdot 10^{19}.$$

Les observations de M. Sella au mont Rose donnent de même :

$$n' = \frac{1}{f'(1-e')} 2{,}25 \cdot 10^{19}.$$

On déduit le nombre N de molécules contenues dans 1 centimètre cube d'air à 0° et à la pression de 75 centimètres de mercure.

$$N = \frac{2{,}41}{f(1-e)} 10^{19} = \frac{3{,}44}{f'(1-e')} \cdot 10^{19}.$$

Si on prend, pour les *albedos* e et e', les valeurs 0,2, 0,4, on a :

$$N = \frac{3{,}01}{f} 10^{19} = \frac{5{,}73}{f'} 10^{19},$$

f et f' sont certainement plus petits que 1, car, dans l'air le plus pur, il y a toujours des particules en suspension.

On voit donc qu'on arrive à :

$$N = 10^{20} \text{ environ.}$$

Il faut remarquer que les observations auxquelles on s'est rapporté sont toutes un peu viciées par les erreurs que comporte la comparaison photométrique de sources de lumière de couleurs différentes.

Des recherches de M. Zettwuch, où la lumière est analysée par un prisme, semblent indiquer que, même par les temps les plus clairs, le bleu du ciel n'obéit pas tout à fait à la loi de Rayleigh.

M. Müller, à l'Observatoire de Potsdam, a fait aussi des observations en comparant le spectre solaire à diverses distances zénithales avec le spectre d'une lampe à pétrole. M. Becker les représente par la formule :

$$p = e^{-(0{,}0687+0{,}0772z^{-4})} = 0{,}915e^{-0{,}0772z^{-4}};$$

formule dans laquelle p représente la lumière transmise, et $z = \frac{\lambda}{6 \cdot 10^{-5}}$. Pour $\lambda = 6 \cdot 10^{-5}$, $p = 0{,}847$.

Employons cette valeur au lieu de celle de Bouguer, on a :

$$n = 2{,}469 \cdot 10^{19}.$$

En résumé, le nombre de molécules d'un gaz, à 0° et sous la pression normale, est voisin de :

$$N = 10^{20}.$$

E. Perreau.

DRUDE'S ANNALEN DER PHYSIK;

T. VIII; n° 8 (*fin*).

G. JAUMANN. — Ueber die Wärmeproduction in zähen Flüssigkeiten (Sur la production de chaleur dans les liquides visqueux). — P. 752-767.

Étude mathématique des liquides visqueux; l'auteur cherche une expression de la quantité de chaleur dégagée, par suite du frottement intérieur, dans les liquides visqueux en mouvement. Il parvient au résultat suivant :

Si on représente par W la quantité de chaleur due au frottement qui est dégagée par seconde dans l'espace τ limité, dans le liquide en mouvement, par une certaine surface libre invariable ω, on a :

$$W = \mu \int_\tau (Q^2 + 2\Theta^2)\, d\tau + 2\mu \int_\omega \Phi \cos(\Phi,\nu)\, d\omega - 2\mu \frac{d^2R}{dt^2};$$

expression dans laquelle :

Θ est la dilatation ou divergence relative à la vitesse en un point, c'est-à-dire la somme $\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z}$ (u, v, w, compos. de la vitesse);

Q est le *Curl* relatif à cette vitesse, c'est-à-dire le vecteur dont les composantes sont $\frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z}, \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x}, \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}$;

μ est le coefficient de frottement;

Φ est l'accélération en un point de l'élément $d\omega$;

(Φ,ν) est l'angle de l'accélération avec la normale en un point de l'élément $d\omega$;

R est le volume total d'une masse de liquide qui remplit à un instant donné l'espace τ.

Si, dans tout l'espace τ, le liquide confine à des parois solides, la quantité de chaleur W a pour expression :

$$W = \mu \int_\tau (Q^2 + 2\Theta^2)\, d\tau.$$

Si, de plus, le fluide est incompressible, on a $\Theta = o$ et :

$$W = \mu \int_\tau Q^2 d\tau.$$

Cette dernière formule est analogue à la formule donnée par Joule pour le dégagement de chaleur produit dans un élément de conducteur par un courant électrique; elle a été donnée pour la première fois par Turmlirz.

L. Marchis.

Agnes POCKELS. — Ueber das spontane Sinken der Oberflächenspannung von Wasser, Wässerigen Lösungen und Emulsionen (Sur la diminution spontanée de la tension superficielle de l'eau, des dissolutions aqueuses et des émulsions). — P. 854-871.

On a depuis longtemps observé certaines variations de la tension superficielle de l'eau, de celle de la glycérine, du mercure et vraisemblablement de tous les métaux liquides; au contraire, tous les liquides à faible cohésion comme l'huile, l'alcool, la benzine, le pétrole, l'éther ordinaire, n'ont jamais manifesté de telles variations.

Ces variations sont en relation avec les modifications de la surface, qui produisent toujours un abaissement de la tension superficielle. Aussi prend-on toujours, comme mesure de la cohésion intérieure, le maximum de la tension superficielle. L'auteur appelle *anomalie* de la surface la différence qui existe entre la tension superficielle actuelle et la tension superficielle normale ou maximum. Le but du mémoire est l'étude de cette anomalie, faite pour l'eau ; les dissolutions aqueuses de soude, chlorure de sodium, sucre, borate de soude, azotate de potassium, chlorate de potassium, salicylate de sodium ; les dissolutions dans l'eau de diverses substances, telles que la colophane, l'acide palmitique, l'acide stéarique, le tanin; enfin les émulsions.

Les résultats obtenus présentent peu de netteté, et les conditions dans lesquelles varie la tension superficielle présentent un trop grand degré de vague.

L. Marchis.

A. SCHMIDT. — Ueber den Gleichgewichtszustand eines schweren Gases (Sur l'équilibre d'un gaz sous l'action de la pesanteur). — P. 924-925.

Réclamation de priorité au sujet d'une formule donnée par l'auteur, formule analogue à celle de Laplace et donnant la hauteur en fonction de la pression de l'air.

L. Marchis.

Alfred DENIZOT. — Erwiderung auf die von Hrn Voigt bezügtich meines Aufsatzes über den zweiten Hauptsatz gemachten Bemerkungen (Réponse aux observations faites par M. Voigt à mon mémoire sur le second principe de la Thermodynamique) (1). — P. 927-928.

ERRATUM

Article de M. Macé de Lépinay, *Sur les franges des lames minces au voisinage de la réflexion totale :*

Page 498 (note), ligne 3, au lieu de : $\alpha = 2',20''$, lire : $\alpha = 23',20''$.

Même page, ligne 11, au lieu de : $\varepsilon = 2',10''$, lire : $\alpha = 21',10''$.

Article de M. Gerrit Bakker : *Interprétation des expériences de MM. Leduc et Sacerdote sur la cohésion des liquides.*

Page 716, à la dernière ligne de la note 2, au lieu de : appeler la cohésion : *pression cinétique*, mettre : appeler la pression thermique : *pression cinétique.*

---

(1) Voir p. 476 de ce volume.

TABLE PAR NOMS D'AUTEURS

DES MATIÈRES CONTENUES DANS LE TOME I

DE LA 4e SÉRIE.

Les titres des Mémoires sont donnés en abrégé. Le premier nombre inscrit à la suite de chaque Mémoire indique le Volume ; le second désigne la page.

FIN DE LA TABLE PAR NOMS D'AUTEURS.

TABLE ANALYTIQUE DES MATIÈRES

DU TOME I DE LA 4e SÉRIE.

Généralités. Métrologie. Mécanique et Pesanteur.

Physique moléculaire.

Chaleur et thermodynamique. Physico-chimie.

Acoustique.

Optique. Radiations.

Électricité.

Électro-optique. Ionisation.

Météorologie et Physique cosmique.

Histoire de la Physique.

Tours. — Imprimerie DESLIS FRÈRES.

TABLE DES MATIÈRES (*suite*).

DÉCEMBRE 1902.

TABLE DES MATIÈRES.

DÉCEMBRE 1902.

(*Voir* la suite à la page 3.)

Tours. — Imprimerie DESLIS FRÈRES.

Le Gérant : J. DESLIS.